

VŠB – Technická univerzita Ostrava
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra elektroenergetiky

Tepelná optimalizace pole rozváděče vn
Heat optimization of the Switchboard MV

2018

Bc. Renáta Lokosová

VŠB - Technická univerzita Ostrava
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra elektroenergetiky

Zadání diplomové práce

Student:

Bc. Renáta Lokosová

Studijní program:

N2649 Elektrotechnika

Studijní obor:

3907T001 Elektroenergetika

Téma:

Tepelná optimalizace pole rozváděče vn
Heat optimalization of the Switchboard MV

Jazyk vypracování:

čeština

Zásady pro vypracování:

1. Teoretický rozbor tepelných ztrát v rozváděčích vn.
2. Rozbor možností řešení oteplení rozváděčů.
3. Na konkrétním typu pole rozváděče realizujte tepelný výpočet.
4. Popište možnosti optimalizace tepelného režimu v různých provozních stavech pole rozváděče vn.
5. Proveďte diskuzi dosažených výsledků.

Seznam doporučené odborné literatury:


1. Vávra a kol. : Spínací přístroje a rozváděče vn, SNTL 1985
2. Artbauer : Tepelný výpočet elektrických přístrojů, SVŠT Bratislava 1963
3. Havelka : Stavba elektrických přístrojů I, VUT Brno 1985

Formální náležitosti a rozsah diplomové práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

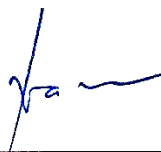
Vedoucí diplomové práce: **Ing. Zdeněk Hytka, CSc.**

Datum zadání: 01.09.2016

Datum odevzdání: 30.04.2018


prof. Ing. Stanislav Rusek, CSc.
vedoucí katedry




prof. Ing. Pavel Brandštetter, CSc.
děkan fakulty

„Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracovala samostatně. Uvedla jsem všechny literární prameny a publikace, ze kterých jsem čerpala.“

V Ostravě dne 30. 04. 2018

.....
Bc. Renáta Lokosová

Poděkování

Chtěla bych tímto velice poděkovat panu Ing. Zdeňku Hytkovi, CSc. za cenné a profesionální rady, které vedly k vypracování mé diplomové práce. Díky patří také mé rodině a přátelům, kteří mě v době studia podporovali.

Abstrakt

Předkládaná diplomová práce se zabývá rozbořem teorie tepelných ztrát, tepelných účinků proudu a způsoby šíření tepla. Hlavní částí této práce je řešení oteplení a optimalizace rozvaděče vysokého napětí. Jako model pro výpočet byl použit rozvaděč typu UniGear ZS1, který je jedním z hlavních produktů firmy ABB, a.s..

Klíčová slova

Rozvaděč, ztráty, teplo, oteplení, ekvivalentní tepelná vodivost, optimalizace, chlazení.

Abstract

This dissertation deals with the analysis of heat loss theory, thermal effects of heat and methods of heat dissipation. The main part of this thesis is the solution of warming and optimization of the high voltage switchboard. As a model for calculation, a UniGear ZS1 switchgear, which is one of ABB's main products, has been used.

.

Key words

Switchgear, loss, heat, warmth, equivalent thermal conductivity, optimization, cooling.

OBSAH

OBSAH	1
SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK	2
ÚVOD.....	3
1. TEORETICKÝ ROZBOR TEPELNÝCH ZTRÁT.....	4
1.1. ZTRÁTY	4
1.1.1. JOULEOVY ZTRÁTY	4
1.1.2. ZTRÁTY V ŽELEZE.....	9
1.1.3. DIELEKTRICKÉ ZTRÁTY	11
1.1.4. MECHANICKÉ ZTRÁTY	11
1.2. TEPELNÉ ÚČINKY PROUDU	12
1.2.1. OTEPLENÍ DLOUHODOBÉ	13
1.2.2. OTEPLENÍ PŘI PŘERUŠOVANÉM CHODU.....	13
1.2.3. OTEPLENÍ KRÁTKODOBÉ	14
1.3. TEPELNÉ POLE	15
1.4. ZPŮSOBY ŠÍŘENÍ TEPLA	17
1.4.1. ŠÍŘENÍ TEPLA VEDENÍM	17
1.4.2. ŠÍŘENÍ TEPLA SÁLÁNÍM.....	18
1.4.3. ŠÍŘENÍ TEPLA PROUDĚNÍM	19
1.4.4. KONVEKCE V OMEZENÉM PROSTORU	21
2. TEPELNÝ VÝPOČET	23
2.1. PRINCIP TEPELNÉ SÍTĚ.....	23
2.2. DÍLCE BEZE ZTRÁT.....	23
2.3. DÍLCE SE ZTRÁTAMI.....	27
2.4. ZÁKLADNÍ PRVKY TEPELNÉ SÍTĚ	28
3. ŘEŠENÍ OTEPLENÍ ROZVADĚČE	31
3.1. VYBAVENÍ ROZVADĚČE	31
3.1.1. HLAVNÍ PŘÍPOJNICE	33
3.1.2. VYPÍNAČ VD4.....	33
3.1.3. PŘÍSTROJOVÉ TRANSFORMÁTORY	34
3.1.4. PŘIPOJENÍ KABELŮ	35
3.1.5. KANÁL PRO ODVOD HORKÝCH PLYNŮ	36
3.2. TEPELNÝ VÝPOČET	36
3.2.1. CHLADÍCÍ SCHOPNOST SKŘÍNĚ.....	36
3.2.2. VÝPOČET TEPELNÉHO ODPORU	37
3.2.3. VÝPOČET OTEPLENÍ	38
4. MOŽNOSTI OPTIMALIZACE	39
5. ZÁVĚR	40
6. SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	41

Seznam použitých symbolů a zkratek

zkratka	význam	jednotka
B	Indukce	T
C	Kapacita dielektrika	F
I	Elektrický proud	A
J	Proudová hustota	$A \cdot m^{-2}$
I_n	Jmenovitý proud	A
P	Tepelný tok (výkon)	W
Q	Joulovy ztráty	W
Q_a	Energie oblouku	W
R	Elektrický odpor	Ω
R_s	Stykový odpor	Ω
R_T	Tepelný odpor	$m^2 \cdot W^{-1} \cdot K$
S	Průřez, plocha	m^2
T_1	Teplota	$^{\circ}C$
U	Napětí	V
V	Objem	m^3
i	Okamžitá hodnota proudu	A
k	Materiálová konstanta	-
l	Délka	m
m	hmotnost	kg
t	Čas	s
u_a	Okamžitá hodnota obloukového napětí	V
Φ	Tepelný tok	W
Φ_x	Magnetický tok	W
Θ	Oteplení	K
α	Součinitel přestupu tepla	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
ϑ	Teplota	$^{\circ}C$
ϑ_V	Teplota okolního vzduchu	$^{\circ}C$
ϑ_P	Teplota okolních ploch	$^{\circ}C$
ϑ_i	Výsledná teplota	$^{\circ}C$
τ	Časová konstanta	-
$\Delta\vartheta$	Rozdíl teplot	K
ρ	Hustota tepelného toku	$W \cdot m^{-2}$
λ	Součiniteli tepelné vodivosti materiálu	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
VN	Vysoké napětí	-

ÚVOD

V dnešní době, rychle se rozvíjejícím světě všech oblastí techniky a s tím související rostoucí spotřeba a výroba elektrické energie, je neustále tvořen vysoký tlak na zlepšování některých vlastností v oblasti vysokonapěťových sítí. Především jde o spolehlivou dodávku elektrické energie, zajištění bezporuchovosti zařízení po celou dobu jeho životnosti a zároveň ekonomicky úsporný provoz. S provozními náklady souvisí také ztráty, se kterými velmi úzce souvisí teplo a oteplení. Proto je toto téma často řešeným problémem v celé oblasti energetiky.

V teoretické části této práce jsou podrobně rozebrány ztráty, tepelné pole a šíření tepla. Následující část popisuje tepelný výpočet pomocí tepelné sítě. Část této práce je věnována konkrétnímu výpočtu tepelného odporu a oteplení.

Tato práce je zaměřena na optimalizaci pole rozvaděče vysokého napětí. Typ a data rozvaděče použité v této práci se týkají rozvaděče přední světové společnosti ABB, a.s. která působí v oblasti energetiky a automatizace.

1. TEORETICKÝ ROZBOR TEPELNÝCH ZTRÁT

1.1. Ztráty

Tepelné ztráty jsou doprovodným jevem každého elektrického zařízení. Jejich příčinou je ztrátový výkon proudových obvodů, vyvolaných průchodem elektrického proudu. Důsledkem je pak nárůst teploty jednotlivých elementů proudové dráhy. Toto teplo ohrožuje provoz daného zařízení, snižuje jeho životnost, spolehlivost a z toho důvodu se musí každé zařízení správně navrhnout, tak aby tyto vlivy byly, pokud možno eliminovány, a aby byl garantován návrh a následně výroba, že zařízení bude pracovat požadovanou dobu s požadovanými vlastnostmi.

1.1.1. Jouleovy ztráty

Průtokem proudu vodičem mění se energie daná součinem čtverce okamžité velikosti proudu i a velikosti odporu R uvažovaného úseku v teplo. Teplo uvolněné za jednotku času (1 sekundu) je ztrátový výkon (nebo stručně ztráta) vodiče. [1]

$$Q_j = \int_0^t R \cdot i^2 \cdot dt \quad (1)$$

Výpočet odporu $R[\Omega]$ pro konstantní teplotu a pro konstantní průřez $S[m^2]$ vodiče po celé své délce $l[m]$ kdy proudová hustota je po průřezu vodiče rozložena stejnoměrně platí vztah

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S} \quad (2)$$

Elektrický odpor jako vlastnost materiálu není veličina neproměnná. Závisí na různých vlivech, především na teplotě. Teplotní závislost měrného odporu je různá pro různé druhy materiálů. U kovových vodičů měrný odpor s teplotou roste. Naproti tomu měrný odpor polovodičů a izolantů s teplotou zpravidla klesá. V konstrukci proudovodných částí spínacích přístrojů nás zajímají hlavně vodiče kovové. Vliv teploty na odpor kovů si můžeme vysvětlit změnou střední volné dráhy volných elektronů v látce. Při vyšší teplotě jsou rozkmity kladných iontů mřížky větší. V důsledku toho se zvyšuje pravděpodobnost srážek volných elektronů s těmito ionty. Větší počet srážek znamená jednak kratší dráhu mezi dvěma srážkami a jednak intenzivnější předávání energie proudového pole iontům prostřednictvím elektronů. Častější srážky a v důsledku toho také častější změna dráhy vede ke snížení rychlosti posuvného pohybu elektronů a tím ke zmenšení proudu. [1]

Odpor je závislý na teplotě s kubickou parabolou

$$\rho_\vartheta = \rho_{20}(1 + \alpha\vartheta + \beta^2\vartheta + \gamma^3\vartheta) \quad (3)$$

Tato kubická parabola končí u teploty tání materiálu a spodní hranice je teplota okolí. Díky tomu, že rozsah teplot je příliš velký a my využíváme výrazně menší část toho rozsahu, si můžeme dovolit tuto kubickou parabolu nahradit lineární funkcí. Linearizace probíhá v určité části a vždy nad křivkou, což znamená, že odpor spočítáme vždy větší, než ve skutečnosti je (kladná chyba je max. 3%) proti skutečnému odporu vodiče.

$$\rho_\vartheta = \rho_{20}(1 + \alpha\vartheta) \quad (4)$$

Koeficienty $\alpha[\text{K}^{-1}]$, $\beta[\text{K}^{-2}]$, $\gamma[\text{K}^{-3}]$, nazýváme teplotní součinitele odporu, neboť udávají měrný přírůstek odporu při zvýšení teploty o 1K oproti referenční teplotě. Horní hranici dovoleného oteplení jakéhokoliv elektrického zařízení určuje Izolační systém, izolační třídy. [1]

Výpočet odporu přímým dosazováním do vzorce (2) můžeme provádět jen v případě, že hustota proudu J je v celém průřezu vodiče stejná. Takový případ nastává při průchodu stejnosměrného proudu a při konstantním, nebo nejvýše zvolna se měnícím průřezu. Dochází-li však k náhlé změně průřezu (nebo objemu), mění se rozložení proudnic a proudová hustota $J = I/S$ není v ploše průřezu rovnoměrná [1]

Pokud není průřez vodiče po celé své délce konstantní, doplníme vzorec o koeficient konečného průřezu k_p .

Povrchový jev

Jedná-li se o obvody protékané střídavým proudem, dochází k nerovnoměrnému rozložení proudu po průřezu vodiče k_s činitele skinefektu neboli povrchového jevu. Vytváří se v prostoru, v němž se vodič nachází, časově proměnné magnetické pole. Toto magnetické pole působí zpětně na vodič tak, že v něm indukuje nové elektromotorické napětí (s opačnou fází). Důsledkem je indukovaný proud, obecně fázově posunutý oproti prvotnímu proudu. Indukovaný a prvotní proud se sčítají a tím se vytváří výsledná velikost proudu obvodu. Proto vliv povrchového jevu promítáme do vzorce pro velikost odporu vodiče přiřazením koeficientu k_s , tak že vzorec nabude tvaru [1]

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S} \cdot k_p \cdot k_s \quad (5)$$

Činitel k_s zachycuje vliv povrchového jevu, respektive jevu blízkosti na velikost vodiče. Pro stejnosměrný proud, kdy žádný z těchto jevů nevzniká, jest $k_s = 1$. Pro střídavý proud pak obecně $k_s > 1$. Za těchto okolností nestačí už pro stanovení odporu proudovodiče uvažovat jen proudové pole, ale pole elektromagnetické.

Výpočet činitele povrchového jevu k_s se provádí řešením diferenciální rovnice, odvozené ze základních zákonů elektromagnetického pole [1]

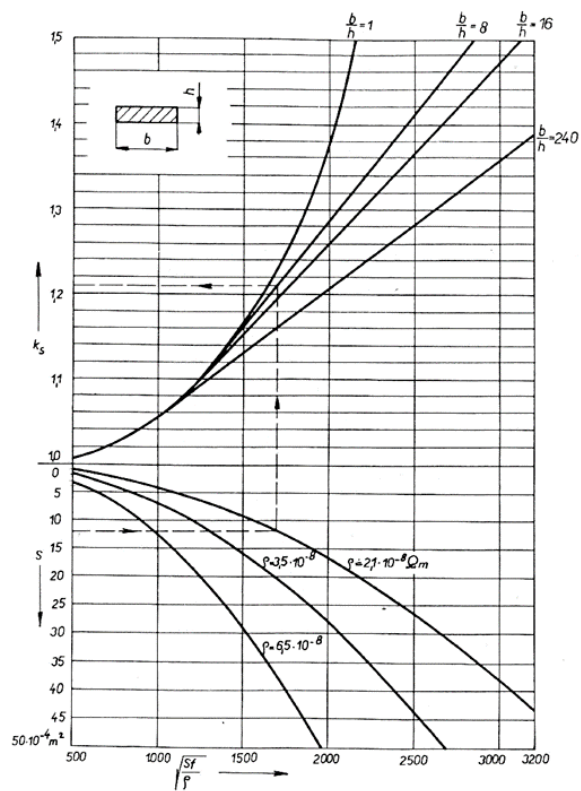
$$\nabla^2 \bar{J} \left(\frac{\partial^2 \bar{J}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{J}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{J}}{\partial z^2} \right) = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{J}}{\partial t} \quad (6)$$

Výsledkem výpočtu mohou být buď zjednodušené vzorce nebo grafický záznam, reprodukováný obr.1 a obr 2.

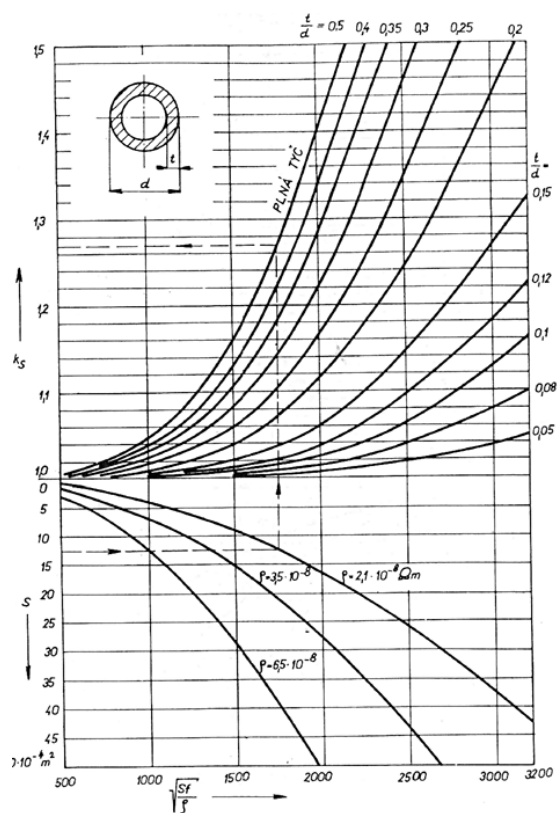
Vliv povrchového jevu uvažujeme je-li polovina jednoho z rozměrů průřezu vodiče větší nebo se blíží hloubce vniku [5]

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho}{\omega \cdot \mu}} \quad (7)$$

Skinefekt je tím větší, čím je větší frekvence proudu, průřez vodiče, vodivost materiálu vodiče a relativní permeabilita materiálu vodiče.



Obr. č. 1 Činitel povrchového jevu [1]



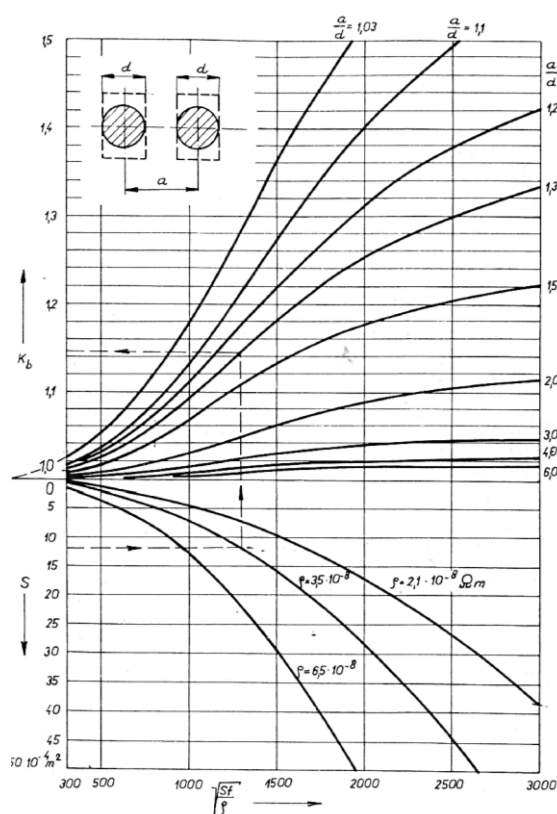
Obr. č. 2 Činitel povrchového jevu [1]

Jev blízkosti

Mám-li dva vodiče relativně blízko u sebe tak se projeví další vliv, kterému říkáme vytlačování proudu k povrchu vodiče, činitel jevu blízkosti k_b . Magnetické pole jednoho vodiče ovlivňuje rozložení proudu po průřezu toho druhého. Obecně je jev blízkosti závislý na vzdálenosti vodičů. Čím budou vodiče od sebe více vzdáleny, bude vzájemný účinek jejich magnetických polí menší a menší budou také jejich ztráty. Zpravidla je nutné, jev blízkosti uvažovat tehdy, je-li vzdálenost vodičů menší než asi pětinašobek rozměru vodiče ve směru k vodiči sousednímu. Při malých rozměrech průřezů s podobně jako v případě povrchového jevu jev blízkosti neprojevuje. V případě výskytu jevu blízkosti je nutno uvažovat také povrchový jev. Označíme-li symbolem k_b činitel zvětšení odporu vlivem jevu blízkosti, bude skutečný odpor jedné z blízkých proudovodných drah, protékaných střídavým proudem, určen superpozicí obou jevů, tak že vzorec odporu (2) se rozšíří [1]

$$R = \rho \cdot \frac{l}{S} \cdot k_p \cdot k_s \cdot k_b \quad (8)$$

Výpočet činitele jevu blízkosti je pracný a jeho analytické vyjádření obtížné. Proto se zpravidla vynášá a odečítá podobně jako činitel povrchového jevu z grafického záznamu.



Obr. č. 3. Činitel jevu blízkosti [1]

Odpor styku

Zvláštním a pro přístroje typickým případem úseku proudovodné dráhy, který je zdrojem relativně velkých ztrát na dráze zanedbatelné délky, je kontaktní styk. Je to jednak styk pracovní, u něhož je přítlak vyvozován pružinami, jednak styk trvalý, při němž jsou vodiče spojeny šrouby. Odpor kontaktního styku R_s počítáme [1]

$$R_s = k \cdot F^{-n} \quad (9)$$

Obecný vzorec pro výpočet stykového odporu, exponent n určuje druh styku. Pro bodový styk obecně a pro čelní kontakty v přímkovém dotyku jest $n = 0,5$. Při přímkovém dotyku třecích kontaktů volíme z rozmezí 0,7 až 0,8 (nižší hodnota odpovídá tvrdšímu materiálu a naopak). V případě plošného styku dosazujeme $n = 1$. [1]

Veličina k je materiálová konstanta. [2]

$$k = \frac{\rho \sqrt{\pi H}}{2} \quad (10)$$

Její velikost pro jednotlivé kontaktní kovy není jednoznačná, protože ρ i R závisí na teplotě, a protože do ní zahrnujeme vliv povrchových vrstev. Uvedený vzorec, vycházející ze struktury vztahu pro úžinový odpor, převádí neurčitý počet stykových míst na jednu náhradní kruhovou plošku. Platnost tohoto vzorce, odpovídající charakteru odporu kovového vodiče, rozšiřujeme nyní i na kontakty pokryté cizími vrstvami. [2]

Materiálovou konstantu volíme pro daný kov z rozmezí uvedeného v tabulce.... Dolní mez intervalu se vztahuje na kontakty minimálně korodovatelné. Hodnoty horní meze aplikujeme na kontakty čelní, jen občasné spínané, nacházející se ve zhoršené atmosféře. Při kontaktním páru tvořeném dvěma různými kovy dosazujeme za k zpravidla aritmetický střed materiálových konstant obou kovů. [1]

Tab. č. 1. tabulka materiálových konstant [1]

Materiál kontaktů	k
Stříbro - stříbro	$3 \cdot 10^{-4} - 6 \cdot 10^{-4}$
Měď - měď	$6 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-3}$
Hliník - hliník	$9 \cdot 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-2}$
Měď - hliník	$5 \cdot 10^{-3} - 1,5 \cdot 10^{-2}$

Ztráty v oblouku

Energie oblouku střídavého proudu je výkonová ztráta, která zásadním způsobem ovlivňuje návrh zhášedla a tím pádem návrh celého přístroje. Oblouk je ryze činný prvek, proto ztráty v něm vznikající jsou vždy v podobě tepla.

Při hoření oblouku dochází k přeměně elektrické energie v energii tepelnou a světelnou (záření). Tento jev nazýváme uvolňováním elektrické energie v oblouku. Energie uvolněná obloukem při vypínacím pochodu bývá zpravidla výchozí veličinou pro početní zachycení dějů ve zhášedlech. Její velikost Q_a [W] je dána vztahem

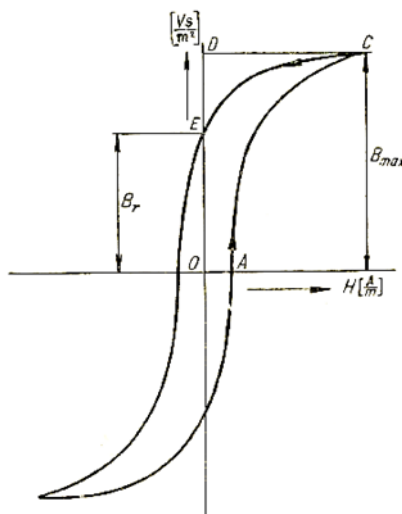
$$Q_a = \int_a^{t_a} u_a \cdot i \cdot dt \quad (11)$$

Kde u_a je okamžitá hodnota obloukového napětí, i hodnota proudu a t_a celková doba trvání oblouku.

1.1.2. Ztráty v železe

V železe vznikají při střídavé magnetizaci ztráty hysteresní přemagnetováním a ztráty vířivými proudy indukovanými ve hmotě změnou magnetického pole. V jednotce objemu je obsažena energie magnetického pole. [6]

$$W = \int H dB \quad (12)$$



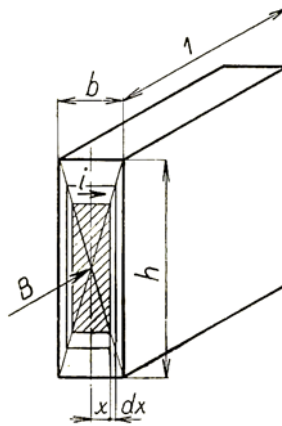
Obr. č. 4. Hysterezní ztráty při jednom oběhu [1]

Hysterezní ztráty můžeme spočítat díky hysterezní smyčce, kdy pro každý materiál se dá hysterezní smyčka změřit. Hysterezní smyčka je množství energie, které potřebují na jedno přemagnetování jednotky hmotnosti nebo objemu daného materiálu. Je dána plochou pod smyčkou.

Prakticky se hysteresní ztráty počítají na 1 kg železa podle vzorce [6]

$$P_h = k_h \frac{f}{50} B^2 \quad (13)$$

Činitel k_h je 2,2 pro dynamový plech 0,5mm se zráťovým číslem 3,6;
1,5 pro dynamový plech 0,5mm se zráťovým číslem 2,6;
1,2 pro transformátorový plech 0,35 se zráťovým číslem 1,35



Obr. č. 5. Vířivé ztráty v pásku [6]

Vířivé ztráty v pásku se zjednodušeně odvodí touto úvahou: jednotka délky pásku má šířku b a výšku h , jak je naznačeno na obr. 6. Ve směru délky vchází do elementu magnetický tok s magnetickou indukcí B a indukuje v každém uzavřeném obvodu elektromotorickou sílu. Elementární obvod šířky dx ve vzdálenosti x od středu ve šrafované ploše má magnetický tok [6]

$$\Phi_x = B4x^2 \frac{h}{b} \quad (14)$$

Který v něm indukuje elektromotorickou sílu

$$e = \pi\sqrt{2}B4x^2 f \frac{h}{b} \quad (15)$$

Odpor elementárního obvodu je

$$r = \frac{2\rho x}{dx} \left[\frac{h}{b} + \frac{b}{h} \right] \quad (16)$$

Ztráta v jednotce objemu je

$$\Phi_x P_e = \int_0^{b/2} \frac{e^2}{r \cdot b \cdot h} = \frac{\pi^2}{8 \cdot \rho} B^2 f^2 b^2 \frac{h^2}{h^2 + b^2} \quad (17)$$

Ztráty závisí na čtverci magnetické indukce, kmitočtu a tloušťky pásku, nepřímo na měrném odporu. [6]

Díky tomu, že nejsme vždy schopni přesně určit cestu vířivého proudu je náročné tyto výpočty realizovat. V praxi se proto používá pro výpočet vztah

$$Q_{Fe} = B^2 \cdot m \cdot z \quad (18)$$

ztráty v železe Q_{Fe} jsou úměrné čtverci indukce B^2 se kterou magnetický obvod pracuje, dále jsou úměrné hmotnosti m magnetického obvodu (někdy se dává místo hmotnosti objem, a to podle definování ztrátového čísla), dále jsou úměrné ztrátovému číslu z udává se na kg nebo na m^3 . Ztrátové číslo je množství ztrát, výkon, který potřebujeme na zmagnetování materiálu pro vztažnou indukci.

1.1.3. Dielektrické ztráty

Jakýkoliv pohyb volných a vázaných nosičů náboje dielektrika vlivem vnějšího elektrického pole je spojený se spotřebou energie tohoto pole a její přeměnou na tepelnou formu. Množství vygenerovaného tepla se vyjadřuje prostřednictvím dielektrických ztrát, které patří mezi základní parametry dielektrických materiálů. Podle povahy fyzikálního procesu generování tepla mohou být dielektrické ztráty vodivostní (pohyb volných nosičů náboje, mají povahu Joulových ztrát), polarizační (výsledek nárazové ionizace). Největší význam při přeměně elektrické energie na užitečné teplo v tuhém dielektriku mají polarizační ztráty.

Vložíme-li mezi elektrody deskového kondenzátoru dielektrikum a připojíme-li na elektrody proměnné napětí U , dochází k polarizaci dielektrika. Dipóly se snaží sledovat změny polarity elektrického pole, snaží se natáčet. Pokud vázané nosiče náboje sledují změny střídavého elektrického pole bez zpoždění, pak takový pohyb nebude spojený s přeměnou vnějšího pole na teplo. Polarizační dielektrické ztráty se rovnají v tomto případě nule. Pokud ale vnitřní struktura dielektrika způsobuje zpoždění pohybu nosičů náboje (dipólů) za změnami intenzity pole, dochází k vzájemnému tření a tento pohyb je spojený s generováním dielektrických ztrát. Důvod zpoždění je buď v odporu prostředí, nebo je vyvolaný vlastní hmotností. V takovém případě se energie pole mění na teplo a dielektrikum se ohřívá. Pokud jsou polarizační dielektrické ztráty nenulové, označuje se polarizace jako relaxační (tepelná) polarizace. Polarizační ztráty se projevují jenom ve střídavém elektrickém poli a zvyšují se s rostoucí frekvencí pole až po dosažení určité maximální hodnoty, tzv. relaxační frekvence pole. [7]

Dielektrické ztráty můžeme vyjádřit vztahem

$$Q_d = U^2 \cdot \omega \cdot C \cdot \operatorname{tg} \delta \quad (19)$$

jsou úměrné čtverci napájecího napětí U^2 , kmitočtu ω , kapacitě dielektrika C a tzv. ztrátovému úhlu $\operatorname{tg} \delta$. Ztrátový úhel je množství ztrát, které potřebuji na polarizaci dielektrika.

Dielektrické ztráty hrají významnou roli u vyšších napěťových hladin především u zařízení VVN a ZVN, dále u všech zařízení na vyšší kmitočty a u zařízení s velkou kapacitou.

1.1.4. Mechanické ztráty

Mechanické ztráty Q_m se projevují především v elektrických strojích, a to ztráty v ložiscích způsobené třením, ztráty způsobené třením kartáčů o komutátor, ventilační ztráty, ztráty přidavné způsobené odporem průchodu chladicího vzduchu kanály.

U elektrických přístrojů mechanické ztráty Q_m přichází v úvahu jen při vlastním spínacím procesu, to znamená, když se třou nějaké části o sebe ať už kontakty, ale i části mechanismů které se hýbou, doba činnosti toho mechanismu je tak relativně krátká, že se nemusí uvažovat.

1.2. Tepelné účinky proudu

Vyšetřujeme-li analyticky průběh teploty tělesa, protékaného proudem, předpokládáme obvykle pro matematické zjednodušení celé záležitosti, že těleso nabývá současně stejné teploty v celém objemu. V takovém případě jsou ztráty v celém tělese všude rovnoměrné, pak v každém časovém okamžiku dt vzniká v tělese o objemu $V[\text{m}^3]$ teplo [1]

$$dQ = q \cdot V \cdot dt \quad (20)$$

Kde $q[\text{W} \cdot \text{m}^{-3}]$ značí tepelnou ztrátu v jednom objemu $q = \rho \cdot \delta^2$, $\rho[\Omega\text{m}]$ je měrný odpor, $\delta[\text{A} \cdot \text{m}^{-2}]$ je proudová hustota. [1]

Toto teplo se dělí na dvě části. Jedna část se odvede ochlazováním ve stejném čase do okolí.

$$\alpha_0 \cdot P \cdot \vartheta \cdot dt \quad (21)$$

Kde $\alpha_0[\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}]$ je měrná chladivost jednotky povrchu, $P[\text{m}^2]$ ochlazovací povrch, $\vartheta[\text{K}]$ okamžité oteplení tělesa proti okolí.

Druhá část tepla v tělese akumuluje a zvýší jeho teplotu o $d\vartheta$. Teplo k tomu potřebované je

$$c \cdot V \cdot d\vartheta \quad (22)$$

Kde $c[\text{Ws} \cdot \text{m}^3 \cdot \text{K}^{-1}]$ je měrné teplo tělesa o objemu $V[\text{m}^3]$

Jakoukoliv tepelnou úlohu můžeme tedy popsat rovnicí tepelné rovnováhy

$$q \cdot V \cdot dt = c \cdot V \cdot d\vartheta + \alpha_0 \cdot P \cdot \vartheta \cdot dt \quad (23)$$

Zavedeme zjednodušený předpoklad, že měrné ztráty, měrné teplo součinitel přestupu tepla jsou konstanty, to znamená, nemění se ani v čase ani s jinou veličinou. Diferenciální rovnici, kterou dostaneme, řešíme separací proměnných. Dostaneme, že oteplení jako funkci času, které je dáno ustáleným oteplením ϑ_∞ v nekonečně dlouhém čase kdy už se nemění v čase. [2]

$$\vartheta(t) = \vartheta_\infty \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (24)$$

Křivka průběhu oteplování je křivka exponenciálního charakteru, která z počáteční nulové hodnoty narůstá stále pomaleji a až za teoreticky nekonečnou dobu se ustálí na hodnotě maximálního oteplení. Časová konstanta τ , určená poměrem mezi schopností objemu tělesa teplo akumulovat ku schopnosti jeho povrchu ho odvádět do okolí. [2]

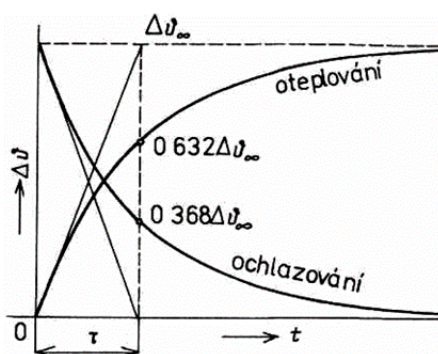
$$\tau = \frac{c \cdot V}{\alpha_0 \cdot P} \quad (25)$$

Dosáhne-li vodič maximálního oteplení, nastává tepelná rovnováha. Veškeré teplo vznikající ve vodiči se předává povrchem vodiče do okolí. Oteplení v ustáleném stavu je přímo úměrné ztrátám ve vodiči a nepřímo úměrné ochlazovacím podmínkám, to je velikosti chladícího povrchu a měrné chladivosti α_0 .

$$\vartheta_\infty = \frac{q \cdot V}{\alpha_0 \cdot P} \quad (26)$$

Měrná chladivost udává množství energie ve wattech, které předává těleso každou jednotkou svého povrchu do okolí při rozdílu teplot 1°C . Je-li těleso teplejší, jde teplo z tělesa ven a těleso se chladí. Je-li teplejší okolí, teplo vstupuje do tělesa, které se ohřívá. Měrná chladivost není pro určité médium hodnota stálá. Závisí na materiálu tělesa, na stavu jeho povrchu, na tvaru a velikosti povrchu na velikosti oteplení. Obvykle počítáme s empiricky zjištěnými středními hodnotami. Je proto důležité znát podmínky, za nichž byly používané hodnoty zjišťovány. [1]

Často se setkáváme s úlohou opačnou. Podle druhu použité izolace máme danu hodnotu dovoleného oteplení a zjišťujeme, jaký krajní bod může při daných ochlazovacích podmínkách vodičem trvale protékat. Nebo jak musíme upravit ochlazovací podmínky, aby při daném proudu oteplení nepřekročilo dovolenou hodnotu. Jinými slovy podmínky chlazení a materiál izolace určují velikost jmenovitého proudu daného zařízení. Podle toho lze pak jmenovitý proud definovat jako proud, který může vodičem protékat trvale, aniž oteplení kterékoliv části přestoupí dovolenou hodnotu. [1]



Obr. č. 6. Oteplovací a ochlazovací charakteristika [1]

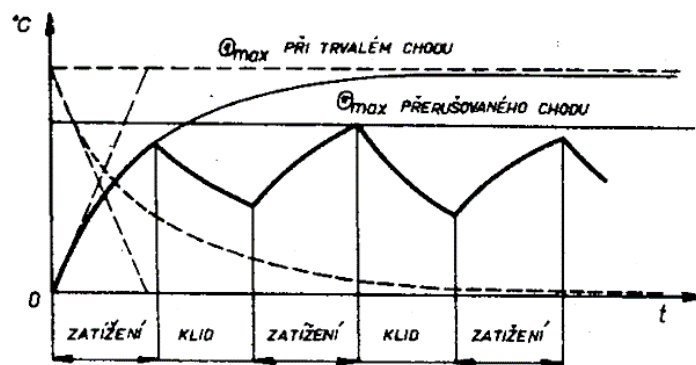
1.2.1. Oteplení dlouhodobé

Když doba provozu je delší, než tři až pětinašobek časové konstanty můžeme mluvit o trvalém chodu. Po trvalém chodu musí následovat vypnutí zařízení, které se musí ochladit na teplotu okolí. Doba přestávky musí být delší než tři až pětinašobek časové konstanty. Pak mluvíme o trvalém chodu anebo trvalém klidu. Všechna zařízení navrhujeme na tento provoz.

1.2.2. Oteplení při přerušovaném chodu

Přerušíme-li obvod, přestane vodiči protékat proud a tepelná ztráta je nulová. Protože předchozím proudem ohřátý přístroj předává akumulované teplo dále do okolí, přístroj se ochlazuje a změna jeho teploty probíhá podle nové křivky, tzv. křivky ochlazovací. Protože časová konstanta zůstává stejná jako při průtoku proudu, je ochlazovací exponenciála zrcadlovou křivkou ke křivce oteplovací obr.6.

U zařízení, která nejsou trvale zatížena a mají provoz charakterizovaný dobami zatížení a klidu, nemusí přístroj nikdy dosáhnout hodnoty ustáleného oteplení. Průběh oteplení přerušovaného chodu se určuje graficky z oteplovací a ochlazovací křivky a programu chodu, jak je naznačeno na obr. 7 [1]



Obr. č.7. Průběh oteplení přerušovaného chodu [1]

1.2.3. Oteplení krátkodobé

Protéká-li vodičem proud po dobu kratší než asi $0,2\tau$, můžeme zanedbat odvod tepla do okolí a uvažovat, že veškeré uvolněné teplo se akumuluje v tělese a zvyšuje jeho teplotu. Za této situace kladem v základní rovnici oteplení. [1]

1.3. Tepelné pole

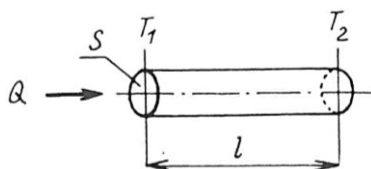
Ve stejnorodém prostředí se vytváří tepelné pole, které je podobně jako elektromagnetické či pole proudové polem skalárním. Jeho potenciální veličinou je buď teplota $T[K, ^\circ C]$ nebo oteplení $\Theta[K]$. Její rozložení v prostoru se zdroji popisuje rovnice Poissonova. [1]

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} = -\frac{q}{\lambda} \quad (27)$$

Jestliže v uvažovaném prostoru teplo nevzniká, jest $q = 0$ a rovnice Poissonova přejde v rovnici Laplaceovou [1]

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} = 0 \quad (28)$$

Je proto řešení polí tepelných analogické řešení polí elektrických. Velikost tepelného toku $Q[W]$, je vázána k teplotnímu spádu $Q = T_1 - T_2[K]$.



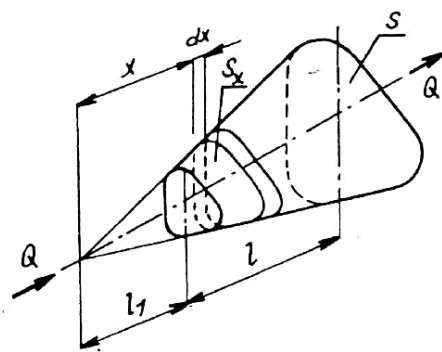
Obr. č. 8. Tepelný tok tyče konstantního průřezu [1]

Při měrné tepelné vodivosti $\lambda[W/mK]$ vykazuje tyč konstantního průřezu $S[m^2]$ a celé délce $l[m]$ tepelný odpor.

$$R_T = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{l}{S} \quad (30)$$

Při výpočtu oteplení se často setkáváme s tělesy různých tvarů. Pro komolý jehlan s obecnou základnou lze odvodit pro jeho tepelný odpor ve směru od menší základny k větší výraz [1]

$$R_T = \frac{(l + l_1) \cdot l}{\lambda \cdot l_1 \cdot S} \quad (31)$$



Obr. č. 9. Tepelný tok pro komolý jehlan s obecnou základnou [1]

1.4. Způsoby šíření tepla

Jestliže různá tělesa mají v určitém okamžiku různou teplotu, dochází k přestupu tepla z místa vyšší teploty do míst s nižší teplotou. Podobně dochází k postupnému vyrovnání teploty dvou těles, jež se nachází buď v těsné vzájemné blízkosti, nebo jsou od sebe oddělena určitým prostředím (plynem, kapalinou atp.). Pochod, při němž se teplota jednotlivých částí tělesa, nebo těles vyrovnává, nazýváme sdílení tepla. [1]

Předávání tepla z povrchu tělesa do okolí probíhá obecně zářením (sálání, radiace), vedením (kondukce) a prouděním (konvekce). Většina kapalin (na rozdíl od plynů) záření v podstatě nepropouští a předávání tepla se uskutečňuje jen vedením a prouděním. Vedení a proudění je ale v plynech neoddelitelně vázáno. Prakticky probíhá předávání tepla z povrchu tělesa tak, že se vedením ohřívá vrstvička média přiléhající k tomuto povrchu. Těsně u povrchu má okolní prostředí stejnou teplotu jako těleso. Ohříváním s objem plynu či kapaliny zvětšuje, jeho měrná hmotnost se zmenšuje. Rozdíl tíhy studeného a teplého prostředí vytváří vztlak, tj. sílu (určenou Archimedovým zákonem), která působí na ohřátý objem prostředí směrem proti zemské gravitaci. Ohřáté prostředí se začne pohybovat vzhůru a na jeho místo přitéká prostředí neohřáté. Děj se opakuje. Plyn či kapalina v sousedství teplejších stěn začíná proudit a k ochlazovanému povrchu přitéká další množství chladného prostředí. Teplotní spád mezi stěnou a okolním prostředím zůstává stále poměrně velký. Jeho proudění zvyšuje značně intenzitu odnímání tepla z povrchu tělesa. [1]

Jevy vedení a proudění nelze od sebe v plynech a kapalinách od sebe oddělit, musíme je proto uvažovat společně. Protože pak proudění (konvekce) zpravidla převažuje svým vlivem nad vedením (kondukcí) tepla, zjednodušíme názvoslovně situaci a hovoříme jen o proudění, konvekci. [1]

1.4.1. Šíření tepla vedením

Vedení tepla (kondukce) je jeden ze způsobů šíření tepla v tělesech, při kterém částice látky v oblasti s vyšší střední kinetickou energií předávají část své pohybové energie prostřednictvím vzájemných srážek částicím v oblasti s nižší střední kinetickou energií. Částice se přitom nepřemísťují, ale kmitají kolem svých rovnovážných poloh. Vedení tepla je nejčastější způsob šíření tepla v pevných tělesech, jejichž různé části mají různé teploty. Teplo se vedením šíří také v kapalinách a plynech, kde se však uplatňuje také přenos tepla prouděním. Rychlost vedení tepla určuje tzv. tepelnou vodivost. Porovnat látky podle jejich tepelné vodivosti umožňuje veličina součinitele tepelné vodivosti. Podle tohoto součinitele se látky dělí na tepelné vodiče – látky s vysokou rychlostí vedení tepla a velkým součinitelem tepelné vodivosti, tepelné izolanty – látky s nízkou rychlostí vedení tepla lze z hlediska času rozdělit na ustálené (stacionární) vedení tepla – teplotní rozdíl mezi jednotlivými částmi tělesa se v čase nemění, neustálené (nestacionární) vedení tepla – teplotní rozdíl mezi jednotlivými částmi tělesa, mezi kterými se teplo přenáší, se postupně vyrovnávají. Z hlediska prostoru může být jedno, dvou, nebo třírozměrné. Fourierův zákon popisuje vedení tepla rovnicí. [1]

$$dQ = -\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial n} S dt \quad (32)$$

dQ je množství tepla procházejícího za dobu dt plochou S ve směru kolmém k ploše S ,

$\frac{\partial \vartheta}{\partial n}$ je derivace teploty ve směru normály, vedené k ploše S ,

λ je součinitel tepelné vodivosti.

Záporné znaménko v rovnici ukazuje, že teplo prochází ve směru, v němž klesá teplota, a komo na plochu S . [8]

Dělíme-li obě strany rovnice diferenciálem dt , získáváme množství tepla procházející plochou S za časovou jednotku

$$\frac{dQ}{dt} = -\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial n} S \quad (33)$$

Zavedeme $\frac{dQ}{dt} = \Phi$ a označme jako tepelný tok procházející plochou S . Poměr

$$\frac{\Phi}{S} = \Phi_0 \quad (34)$$

Představuje hustotu tepelného toku v jakémkoliv místě plochy S . Kombinujeme-li rovnici 32 s 33, dostáváme vztah

$$\Phi_0 = -\lambda \frac{\partial \vartheta}{\partial n} \quad (35)$$

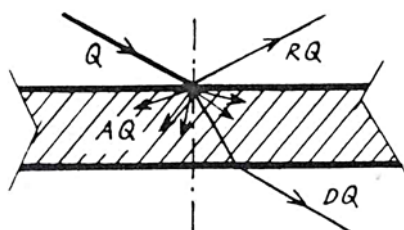
1.4.2. Šíření tepla sáláním

Pod pojmem sálání rozumíme vyzařování elektromagnetického vlnění o vlnové délce o něco delší, než má viditelné spektrum, tedy záření infračervené. Toto tepelné záření se šíří do prostoru přímočaře rychlostí světla z povrchu každého tělesa. Uvažujeme-li rovnou stěnu o ploše $P[\text{m}^2]$ mající všude stejnou teplotu $T[\text{K}]$, pak se z ní odvádí sáláním do volného prostoru o teplotě $0[\text{K}]$, tepelný tok $Q_z[\text{W}]$

$$Q_z = 5,7 \cdot 10^{-8} \cdot E_z \cdot P \cdot T^4 \quad (36)$$

Je to zákon Stefan - Boltzmannův. Konstanta $5,7 \cdot 10^{-8}[\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}]$ je činitel sálání absolutně černého tělesa a E_z je emisivita čili relativní činitel sálání povrchu.

Sálání je přeměna části vnitřní (tepelné) energie na záření. Současně s tímto jevem probíhá děj opačný: dopadá-li tepelné záření na těleso, mění se energie dopadajícího elektromagnetického vlnění na teplo. Přeměnu tepla v záření nazýváme emisí, přeměnu záření v teplo absorpcí. Dopadá-li však záření o energii Q na těleso, promění se v teplo jen část AQ . Část záření RQ tělesa se odráží, část DQ jím prochází beze změny. Schematicky je tento jev naznačen na obr. č. 8. [1]



Obr. č. 10. schéma jevu záření [1]

Z rovnice energie $AQ + RQ + DQ = Q$ plyne $A + R + D = 1$

Kde A je poměrná tepelná pohltivost (absorpce), R je poměrná tepelná odrazivost (reflexe) a D představuje poměrnou průteplivost (diatermii) tělesa. Velikost všech tří veličin může nabývat obecně hodnot od nuly do jedné. Velikost těchto poměrných činitelů závisí na teplotě, vlastnostech povrchu tělesa také na kmitočtu elektromagnetického záření. [1]

Činitel absorpce daného povrchu je číselně roven činiteli tepelného záření $|A| = |E_z|$ a tedy těleso o povrchu P během jednotky času ztrácí ve skutečnosti jen teplo.

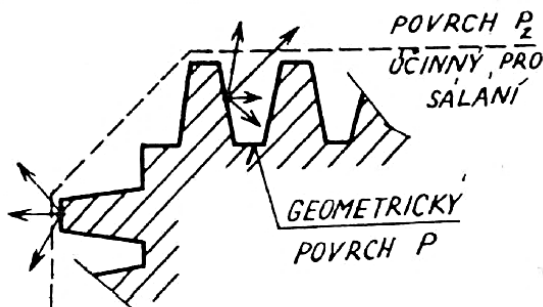
$$Q_{Z11} = Q_Z - Q_A = 5,7 \cdot 10^{-8} \cdot E_Z \cdot P \cdot (T^4 - T_0^4) \quad ((37))$$

Měrnou chladivost povrchu ochlazovaného sáláním do volného ovzduší α_z stanovíme srovnáním této rovnice s obecným Newtonovým vztahem. [1]

$$Q_Z = 5,7 \cdot 10^{-8} \cdot E_Z \cdot P \cdot (T^4 - T_0^4) = \alpha_z \cdot P \cdot (T - T_0) \quad (38)$$

$$\Rightarrow \alpha_z = 5,7 \cdot 10^{-8} \cdot E_Z \cdot (T^2 - T_0^2) \cdot (T + T_0) \quad (39)$$

Při výpočtu chlazení tělesa sáláním musíme brát v úvahu ještě další dvě okolnosti. Zaprvé tvar povrchu tělesa můžeme z hlediska záření považovat geometrický povrch tělesa a to vypuklý (konvexní) a rovinný. Vydutý geometrický povrch (konkávní) při výpočtu nahradím povrchem rovinným. Zadruhé uspořádání okolního prostoru, zda pro předávání tepla zářením do okolí je kolem zářiče volný prostor, zda se v jeho blízkosti nenachází jiná zářící tělesa, nebo těleso je uzavřeno v prostoru omezeném zářícími stěnami.



Obr. č. 11. Rozdílnost geometrického a účinného povrchu [1]

Platí tedy že povrch pro záření P_Z je vždy menší maximálně roven povrchu skutečnému P_{skut} .

$$P_Z \leq P_{skut}$$

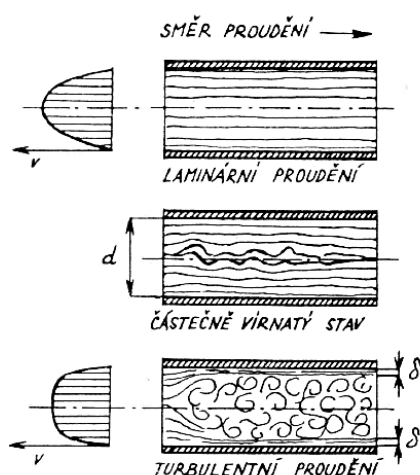
1.4.3. Šíření tepla prouděním

Při přenosu tepla konvekcí hraje rozhodující úlohu proudění tekutin. Pod pojmem tekutiny rozumíme přitom jak plyny, tak kapaliny. Tohoto společného pojmu používáme proto, že fyzikální podstata proudění a tím také sdílení tepla prostřednictvím plynů či kapalin je stejná. Tekutinami, se kterými se v technice elektrických přístrojů setkáváme, jsou především vzduch, některé plyny (SF_6), transformátorový, tj. minerální olej, případně voda. Intenzita sdílení tepla se v jednotlivých tekutinách poněkud mění. Závisí to na jejich fyzikálních vlastnostech. Bezprostřední vliv mají měrná hmotnost (hustota), měrné teplo (hmotnostní), tepelná vodivost, dynamická viskozita, kinetická viskozita. [1]

Tyto veličiny nabývají pro každou tekutinu rozdílných velikostí. Navíc jsou zpravidla závislé na teplotě, některé z nich i na tlaku. V některých případech, zejména jedná-li se jen o první přiblížení k problému, tyto závislosti pomíjíme a uvedené veličiny považujeme za konstanty. [1]

O volném proudění mluvíme tehdy, jestliže pohyb částic prostředí je způsobován pouze teplotními rozdíly prostředí, tj. jeho různou hustotou, kdežto vynucená konvence nastává tenkrát, jestliže pohyb částic je způsoben uměle – ventilátorem, čerpadlem apod. [8]

Proudění tekutin může podle okolností probíhat rozdílným způsobem. Obecně rozeznáváme dva stavy proudění: laminární a turbulentní. Při laminárním proudění pohybují se částice látky rovnoběžně se stěnami, které vedou (usměřují) proud tekutiny. Při turbulentním proudění je pohyb částic neuspořádaný, chaotický. Tekutina víří. Přechod od jednoho způsobu ke druhému – vířnatý stav nastává, jakmile je střední rychlost proudění v_s rovna nebo větší než jistá kritická rychlost v_k . Tato kritická rychlost není veličina konstantní, ale nabývá různé velikosti pro různé tekutiny a rozdílné geometrické podmínky. [1]



Obr. č. 12. Tři stavy proudění tekutiny [1]

Velikost kritické rychlosti určuje bezrozměrný výraz, nazývaný Reynoldsovým číslem Re [1]

$$Re = \frac{v_k L}{\nu} \quad (40)$$

Platí, že pokud vyjde Reynoldsovo číslo menší než $2 \cdot 10^3$ tak se jedná vždy o laminární proudění, pokud vyjde větší než 10^4 jedná se o turbulentní proudění. Mezi těmito dvěma čísly vzniká vířnatý stav.

Pro volné proudění udává teorie podobnosti následující bezrozměrná podobnostní čísla

Číslo Nusseltovo

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad (41)$$

Číslo Grasshoffovo

$$Gr = \beta g \frac{L^3}{\gamma^2} (\vartheta - \vartheta_0) \quad (42)$$

Číslo Prandtlovo

$$\frac{\mu g c_p}{\lambda} \quad (43)$$

Kde je α součinitel přestupu tepla prouděním [W/m²°C],
 L je charakteristický rozměr tělesa (průměr trubky, výška vertikálně postaveného tělesa atp.) [m],
 λ součinitel tepelné vodivosti kapaliny nebo plynu [W/m°C],
 β součinitel tepelné roztažnosti kapaliny nebo plynu [1/°C],
 $\nu = \mu/\rho$ kinetická viskozita kapaliny nebo plynu [m²/s],
 ρ měrná hmotnost kapaliny nebo plynu [kg/m³],
 μ dynamická viskozita (vnitřního tření) kapaliny nebo plynu [Ns/m²],
 c_p měrné teplo při stálém tlaku (plynu) [J/kg°C],
 ϑ teplota povrchu tělesa [°C]
 ϑ_0 teplota prostředí (plynu nebo tekutiny) [°C] [8]

1.4.4. Konvekce v omezeném prostoru

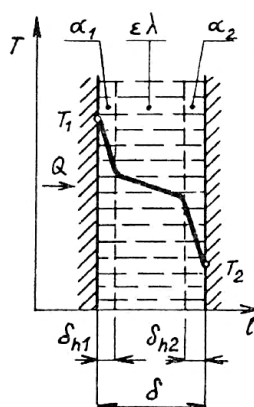
Velký vliv na chlazení konvekci má omezení či úplné uzavření prostorů, ve kterých nastává proudění. Pro laminární až vířnaté proudění můžeme v prvním přiblížení předpokládat, že odpor přestupu tepla R_T ze stěny P do tekutiny je určen tepelným odporem hraniční vrstvy δ_h plochy P s měrnou vodivostí λ . Pak lze psát

$$R_T = \frac{1}{\alpha_k \cdot P} \approx \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\delta_h}{P} \quad (44)$$

Odtud střední tloušťka hraniční vrstvy

$$\delta_h \approx \frac{\lambda}{\alpha_k} \quad (45)$$

Jedná-li se o zcela uzavřené prostory, přenáší se teplo mezi stěnami v podstatě vedením. Za určitých podmínek může však docházet trvalé cirkulaci prostředí tím se přestup tepla značně zlepší. Ve svislých kanálech cirkulace závisí na jejich šířce δ .



Obr. č. 13. Konvekce v omezeném prostoru [1]

$$\theta = T_1 - T_2 = Q R_T = \frac{Q}{P} \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\alpha_\varepsilon} + \frac{1}{\alpha_2} \right) \quad (46)$$

α_1 činitel přestupu tepla v hraniční vrstvě δ_{h1} ze stěny P do tekutiny na vstupní straně, λ základní klidovou tepelnou vodivost tekutiny, ε činitel konvekčního zvětšení vodivosti λ , α_2 činitel přestupu tepla z tekutiny do stěny ve vrstvě δ_{h2} na výstupní straně. Situace je velmi složitá a separátní stanovení velikosti jednotlivých parametrů α_1 , α_2 a ε problematické. Z tohoto stavu, kdy v

uzavřeném prostoru probíhá současně oteplování a ochlazování individuálně závislé na tvaru prostoru a okolních podmínkách nemá žádný praktický význam analytická formulace přestupu tepla ve smyslu vzorce č. 46. Proto se pro umožnění početního řešení přestupu tepla uzavřeným prostorem zavádí na základě závěrů rozsáhlých experimentálních výsledků pojem ekvivalentní tepelné vodivosti λ_e a váže se k (základní klidové) tepelné vodivosti téže tekutiny λ při její střední teplotě bezrozměrným číslem konvekce ε_k ($\varepsilon_k > 1$)

$$\lambda_e = \varepsilon_k \cdot \lambda \quad (47)$$

V uzavřeném prostoru se jedná o proudění vyvolané vztakovým působením místě rozdílné tepelné tekutiny a brzděné jejím vnitřním třením, které charakterizuje součin Grasshofova a Prantlova čísla.

Vzorec pro ekvivalentní tepelnou vodivost

$$\lambda_e = C_\varepsilon \cdot \delta^{0,75} \cdot \theta^{0,25} = C_\varepsilon \cdot \delta^{0,75} \cdot (T_1 - T_2)^{0,25} \quad (48)$$

C_ε je tekutinová konstanta pro danou střední teplotu T_s .

Tab. č. 2 velikosti měrné tepelné vodivosti a tekutinové konstanty

tekutina	$T_s [^\circ\text{C}]$	10	20	30	40	50	60	70	80
Suchý vzduch 0,1MPa	$\lambda [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$	0,0250	0,0258	0,0265	0,0273	0,0280	0,0288	0,0295	0,0302
	C_ε	0,475	0,470	0,465	0,461	0,457	0,453	0,449	0,445
Transformátorový olej	$\lambda [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$	0,126	0,125	0,124	0,123	0,122	0,122	0,121	0,120
	C_{ε^0}	6,65	7,46	8,11	8,88	9,57	10,33	10,89	11,53
Voda	$\lambda [\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$	0,578	0,597	0,615	0,628	0,641	0,651	0,661	0,668
	$C_{\varepsilon v}$	66,8	74,8	80,2	84,9	89,3	93,5	96,9	100,0

2. TEPELNÝ VÝPOČET

2.1. Princip tepelné sítě

Elektrická zařízení a spínací přístroje si lze představit jako soubor různých těles, z nichž jen v některých vzniká teplo. Toto teplo proudí z místa vzniku do vedlejších těles a přes ně postupně až k rozhraní mezi tělesy a vnější atmosférou. Tímto rozhraním, ochlazovacím povrchem, se předává do prostoru. Řada na sebe navazujících kovových těles souboru je přitom dále vyznačena tím, že určitá část z tepla, která proudí ve směru teplotního spádu tělesa, uniká také jeho povrchem do okolí. V důsledku toho teplo vystupující z kovového tělesa ve směru teplotního spádu je menší než součet tepla do tělesa vstupujícího a v tělese vznikajícího. Při výpočtu oteplení jednotlivých dílců složitějšího elektrického zařízení se vytváří řada tepelných toků dělicích se různým způsobem, rozvětřujících a překrývajících. [1]

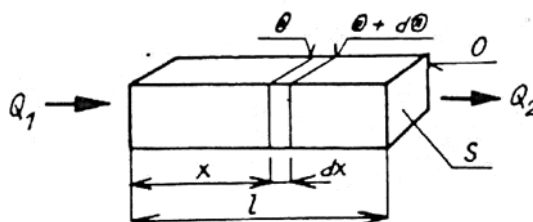
Vhodnou metodou pro výpočet oteplení dílců je metoda tepelných obvodů, při níž používáme postupů analogických řešení rozvětvené elektrické sítě. Řazením jednotlivých tepelných zdrojů a odporů za sebou nebo vedle sebe vytvoříme odpovídající tepelnou síť. Tepelně složitější tělesa vkládáme do sítě pomocí jejich jednotlivých náhradních schémat. Teprve řešením celé sítě můžeme určit odpovídající oteplení jednotlivých míst souboru. [1]

U spínacích přístrojů proudovodné dráhy jednotlivých pólů trojfázových vypínačů na vyšší napětí bývají vzhledem k nutným pólovým roztečím odděleny takovou vrstvou vzduchu, že se prakticky navzájem tepelně neovlivňují. Případné rozdíly v chlazení středního pólu oproti krajním pólům bývají malé a většinou zanedbatelné. Sestavujeme proto tepelnou síť jen pro jednu fázi a tato tepelná síť má charakter jednořadové sítě. Protože většinu úseků proudovodné dráhy tvoří tyče, jimiž část tepla protéká ve směru jejich osy do sousedního dílce a část tepla se odvádí do okolí jejich povrchem, zavádíme je do tepelné sítě odpovídajícími náhradními schématy. Výhodou jednořadové tepelné sítě je možnost jejího přímého početního řešení. [1]

2.2. Dílce beze ztrát

Uvažujeme dílce z homogenního materiálu podle obr.14 o konstantním průřezu S , jímž ve směru jeho délky protéká tepelný tok Q . V dílci žádné nové teplo nevzniká, ale ze vstupujícího tepla Q_1 se část odvádí jeho povrchem, tak že z dílce vystupující tok $Q_2 < Q_1$. Dílce představuje úsek tepelného pole. Tepelný tok mezi dvěma místy v takovém tepelném poli je vyvolán rozdílem jejich teplot, tj. tepelným spádem. Velikost toku Q je přímo úměrná ploše průřezu S , teplotnímu rozdílu obou uvažovaných míst: $\Theta = T_1 - T_2$ a nepřímo úměrná jejich vzdálenosti l [1]

$$Q = \frac{\Theta}{R_T} = \lambda \cdot \frac{S}{l} (T_1 - T_2) \quad (49)$$



Obr. č. 14 Dílce z homogenního materiálu [1]

Činitelem úměrnosti je tepelná vodivost $\lambda [W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$ což je materiálová vlastnost. Omezíme-li se jen na element délky dx takového tělesa v obecném místě x s oteplením Q přejde rovnice do diferenciálního tvaru.

$$Q_x = -\lambda S \frac{d\Theta}{dx} \quad (50)$$

Kde Θ je oteplení elementu. Nyní mohu vyjádřit tepelný tok, který z dílce vystupuje. Předpokládám, že element na výstupu bude mít změněnou teplotu o $\Theta + d\Theta$.

$$Q_{x+dx} = -\lambda S \frac{d}{dx}(\Theta + d\Theta) = -\lambda S \left(\frac{d\Theta}{dx} + \frac{d^2\Theta}{dx^2} dx \right) \quad (51)$$

Současně se z každé jednotky povrchu tělesa $S [m^2]$ odvádí určité stejné množství tepla $\alpha_0 [W \cdot m^{-2} \cdot K]$ do okolí. Pokud O je obvod tyče pak povrchem elementu $O \cdot dx$, jehož oteplení proti, okolí je Θ ztrácí teplo Q_α .

$$Q_\alpha = \alpha_0 O \Theta dx \quad (52)$$

Je zřejmé, že musí platit, tepelný tok do elementu vstupující se musí rovnat tepelnému toku z něho vystupující

$$Q_x = Q_{x+dx} + Q_\alpha \quad (53)$$

Dosadíme

$$-\lambda S \frac{d\Theta}{dx} = -\lambda S \frac{d\Theta}{dx} - \lambda S \frac{d^2\Theta}{dx^2} dx + \alpha_0 O \Theta dx \quad (54)$$

a upravíme

$$\lambda S \frac{d^2\Theta}{dx^2} = \alpha_0 O \Theta \quad (55)$$

$$\beta^2 = \frac{\alpha_0 O}{\lambda S} \quad (56)$$

Použijeme pomocnou veličinu

$$\frac{d^2\Theta}{dx^2} - \beta^2 \Theta = 0 \quad (57)$$

Dostali jsme výchozí rovnici, je to rovnice, která svým charakterem odpovídá rovnici Laplaceové. Výhodou nyní ale je, že místo trojrozměrné rovnice máme jednorozměrnou rovnici. Oteplení se mění pouze ve směru délky dílce x .

$$\Theta = A \cdot e^{\beta x} + B \cdot e^{-\beta x} \quad (58)$$

Pro stanovení integračních konstant A a B stanovíme z okrajových podmínek.

čtyři možností okrajových podmínek

- 1) je dán vstupní a výstupní tok Q_1 a Q_2
- 2) jsou dána oteplení koncových bodů Θ_1 a Θ_2
- 3) je dán vstupní tok Q_1 ; z druhého konce se odvádí teplo do okolí podobně jako z povrchu
- 4) je dán vstupní tok Q_1 ; z druhého konce žádný tok nevystupuje

Na počátku tyče ($x=0$) je oteplení Θ_1 , na konci tyče ($x=l$) je oteplení Θ_2 . Po dosazení do rovnice č. 58 průběh oteplení je

$$\Theta_1 = A + B \quad (59)$$

Oteplení druhého konce je

$$\Theta_2 = A \cdot e^{\beta l} + B \cdot e^{-\beta l} \quad (60)$$

Vyjádříme konstantu B

$$B = \frac{\Theta_1 e^{\beta l} - \Theta_2}{e^{\beta l} - e^{-\beta l}} \quad (61)$$

Zpětným dosazením do rovnice pro obdržíme druhou integrační konstantu

$$A = \frac{\Theta_2 - \Theta_1 e^{-\beta l}}{e^{\beta l} - e^{-\beta l}} \quad (62)$$

Protože platí definice

$$\frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{2} = \sinh \beta l \quad (63)$$

Po aplikaci definice a úpravě konečnou rovnici pro průběh oteplení podél tyče

$$\frac{e^{\beta l} - e^{-\beta l}}{2} = \sinh \beta l \Theta = \frac{\Theta_1 \sinh \beta(l-x) + \Theta_2 \sinh \beta x}{\sinh \beta l} \quad (64)$$

Abychom stanovili pro sestavení sítě potřebný tepelný odpor R_T potřebujeme určit tok Q_1 a Q_2

$$Q = \frac{\delta}{\sinh \beta l} [\Theta_1 \cosh \beta(l-x) - \Theta_2 \cosh \beta x] \quad (65)$$

Můžeme si to zjednodušit pro $x = 0$ dostáváme tok Q_1 na začátku tyče, tepelný tok vstupující

$$Q_1 = \frac{\delta}{\sinh \beta l} (\Theta_1 \cdot \cosh \beta l - \Theta_2) \quad (66)$$

Protože $\cosh \beta 0 = 1$

Když $x = l$

$$Q_2 = \frac{\delta}{\sinh \beta l} (\Theta_1 - \Theta_2 \cdot \cosh \beta l) \quad (67)$$

Protože $\cosh \beta(l - l) = \cosh \beta 0 = 1$

l je konstanta

x je proměnná

Nyní zavedeme označení

$$R_{Tl} = \frac{\sinh \beta l}{\delta} \quad (68)$$

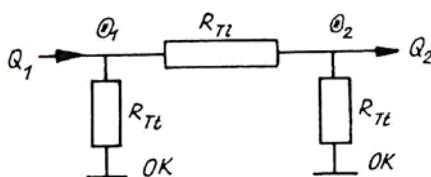
$$R_{Tt} = \frac{1}{\delta \cdot \tanh \frac{\beta l}{2}} \quad (69)$$

to odpovídá rovnicím příslušným pro dané tepelné toky

$$Q_1 = \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{R_{Tl}} + \frac{\Theta_1}{R_{Tt}} \quad (70)$$

$$Q_2 = \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{R_{Tl}} - \frac{\Theta_2}{R_{Tt}} \quad (71)$$

Při uspořádání tepelných odporů R_{Tl} a R_{Tt} do tvaru π -čláčku. Je tedy náhradním schématem tyč, z níž se také odvádí teplo povrchem do okolí obr. č. 15. π -článek s podélným (longitudinálním) odporem R_{Tl} a dvěma příčnými (transversálními) odpory R_{Tt} v uzlech tepelného obvodu.



Obr. č. 15. π -článek – dílec beze ztrát [1]

2.3. Dílce se ztrátami

Vzniká-li průtokem proudu v každé jednotce objemu (homogenního) dílce teplo $q = \rho \cdot \sigma^2$, pak v elementu tyče konstantního průřezu S obr. č. 16 vzniká teplo $qSdx$.

$$-\lambda S \frac{d\theta}{dx} + qS \cdot dx = -\lambda S \frac{d}{dx}(\theta + d\theta) + \alpha_o O \theta dx \quad (72)$$

Podobným postupem jako v předchozí rovnici č. 54 dostaneme výchozí diferenciální rovnici,

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - \beta^2\theta = -\frac{q}{\lambda} \quad (73)$$

Dospěli jsme k rovnici, která odpovídá rovnici Poissonově. Je to dílec se ztrátami. Zavedme si nyní tento předpoklad, předpokládejme, že element se ohřeje na nějaké ustálené oteplení za předpokladu, že ztráty v něm vzniklé se odvedli jeho povrchem do okolí čili, že by uchlادil sám sebe. Zavedeme-li to do této rovnici můžeme pak psát

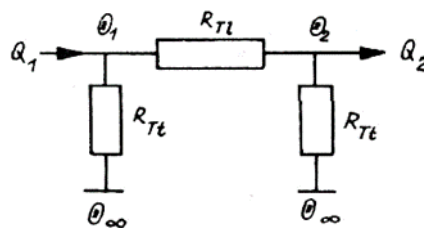
$$\theta_\infty = \frac{qS \cdot dx}{\alpha_o O \cdot dx} = \frac{qS}{\alpha_o O} \quad (74)$$

Zavedeme-li takto definovaný pojem θ_∞ do výchozí rovnice vztahem

$$\frac{q}{\lambda} = \frac{\alpha_o O}{\lambda S} \theta_\infty = \beta^2 \theta_\infty \quad (75)$$

nabude znění

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} - \beta^2(\theta - \theta_\infty) = 0 \quad (76)$$



Obr. č. 16 π – článek – dílec se ztrátami [1]

Jediný rozdíl proti tyči beze ztrát je okolnost, že oteplení vnějších konců příčných odporů není nulové, ale konečné, dané vztahem

$$\Theta_{\infty} = \frac{qS}{\alpha_o O} = \frac{\rho \sigma^2 S}{\alpha_o O} = \frac{R \cdot I^2}{\alpha_o O l} \quad (77)$$

Prakticky to znamená, že vznik tepla ve vodiči se do náhradního schématu zavádí odpovídající číselnou změnou teplotního spádu na příčných větvích π -článku

Může nastat případ, tepelný tok se může šířit příčnými odpory oběma směry. U dílce beze ztrát to bylo jenom směrem dolů. A obráceně když tato teplota Θ_{∞} bude naopak větší tak je to opačně, a to znamená určitou část tepelného toku bude předávat nějakým okolním dílcům, které to musí uchladiť svým povrchem.

2.4. Základní prvky tepelné sítě

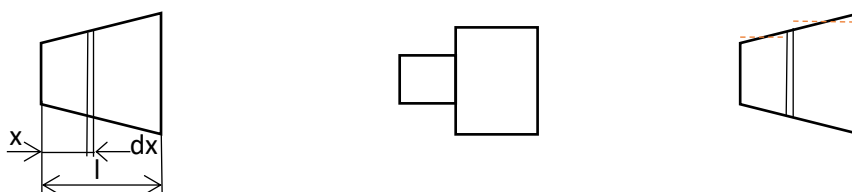
Tepelnou síť elektrických přístrojů může tvořit osm základních okruhů prvků.

- 1) Dílce beze ztrát ($q = 0$) konstantního průřezu, buď holé charakterizované měrnou chladivostí povrchu α_o , nebo izolované, pro ně zajišťujeme náhradní chladivost α_{on} (vztahenou na povrch vodiče) podle vzorce

$$\alpha_{on} = \frac{1}{P_v \left(\sum_{i=1}^n R_{Ti} + \frac{1}{\alpha_o P_n} \right)} \quad (78)$$

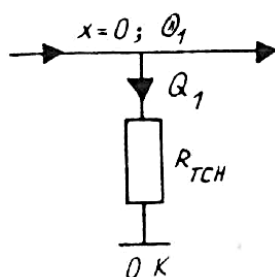
Zavádíme je do tepelné sítě schématem podle obr. č. 15

- 2) Dílce beze ztrát ($q = 0$) proměnného průřezu. ($S = f(x)$) buď holé α_o nebo izolované α_{on} které členíme zpravidla na dva nebo více úseků, konstantního průřezu. Kde není možné použít této varianty, musíte udělat otvor, kde se průřez bude měnit pozvolna, dílec rozdělíte na dva (tři, čtyři) úseky, které nahradíte skokem dvěma komponenty středního průřezu. Do tepelné sítě vkládáme odpovídajícím počtem π -článků podle obr. č. 15.



Obr. č. 18 dílec proměnného průřezu, náhlá změna průřezu, střední změna průřezu

- 3) Dílce beze ztrát ($q = 0$), z jejichž povrchu se veškeré vstupující teplo Q_1 předává do atmosféry. Jsou to chladicí tyče nebo žebra, zpravidla holé α_o jen zřídka izolované α_{on} . K tepelné síti se připojují příčným odporem R_{TCH} dle obr. č. 19



Obr. č. 19 schéma chladících tyčí [1]

jelikož velikost pro tyč konstantního průřezu počítáme buď podle vzorce

$$R_{TCH} = \frac{1}{\delta \cdot \sinh \beta l} \left(\cosh \beta l - \frac{\alpha_0 S}{\delta \cdot \sinh \beta l + \alpha_0 S \cdot \cosh \beta l} \right) \quad (79)$$

nebo

$$R_{TCH} = \frac{1}{\delta \cdot \tanh \beta l} \quad (80)$$

Odpor tyče proměnného průřezu ($S = f(x)$) určujeme podle jejich tvaru.

- 4) Dílce se ztrátami ($q > 0$) konstantního průřezu ($S = f(x)$) holé α_o nebo izolované α_{on} . Jejich náhradní schéma je π -článek podle obr. č. 16
- 5) Dílce se ztrátami ($q > 0$) proměnného průřezu ($S = f(x)$) holé α_o nebo izolované α_{on} členíme na úseky konstantního (středního) průřezu podobně jako tyče beze ztrát a v tepelné síti je představuje příslušný počet π -článeků podle obr. č. 16 za sebou.
- 6) Dílce neurčitého tvaru. Je to část proudovodné dráhy, u které nedokážeme definovat chladicí systém. U dílců neurčitého tvaru zanedbáme odvod tepla $R_{TI} \approx 0$ z jejich povrchu do okolí. Těleso se ztrátami ($q > 0$), z jehož povrchu P se odvádí teplo do atmosféry buď přímo α_o nebo přes izolační vrstvy α_{on} , promítneme do tepelné sítě v příslušném uzlu podle obr. č. 20, vtokem Q_1 a příčným odporem R_{TCH} .

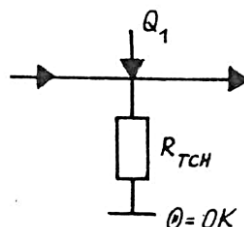
Soustředění jeho tepelných ztrát $Q_1 = RI^2$ do jednoho uzlu je provedeno analogicky postupu běžně užívanému při sestavování tepelné sítě elektrických strojů. Velikost příčného chladicího odporu R_{TCH} určuje jen odpor přestupu tepla z jeho povrchu do okolí

$$R_{TCH} \approx \frac{1}{\alpha_o P} \quad (81)$$

$$R_{TCH} \approx \frac{1}{\alpha_{on} P} \quad (82)$$

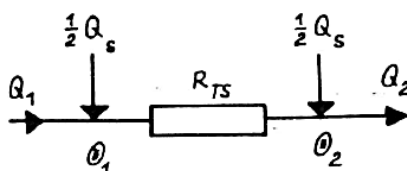
Přitom mohou nastat dvě alternativy:

- a) Těleso se ztrátami je zabudované uvnitř konstrukce, že odvod tepla z jeho povrchu nepřichází v úvahu. Odpor R_{TCH} z obr. č. 20 vymizí a v uzlu zůstává jen přímý tok $Q_1 = RI^2$.



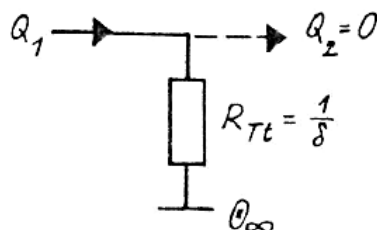
Obr. č. 20 schéma tělesa neurčitého tvaru [1]

- b) Těleso je bez vlastních ztrát ($q = Q = 0$), navazuje příčně na hlavní prodovodnou dráhu a veškeré vstupující teplo Q_1 předává svým povrchem do okolí. Ve schématu obr. č. 20 vymizí tok Q_1 a zůstane jen příčný odpor.
- 7) Kontaktní styk, interpretujeme jako bezrozměrnou plochu nemá objem z toho vyplývá, že jej interpretujeme jen podélným odporem a do něj bude na každé straně vstupovat polovina ztrát. Kontaktní proudová úžina, v níž vzniká velké množství tepla, nemá prakticky žádný chladicí povrch. Předpokládáme, že vlastní kontakt nic neodchladí. Je to nejdůležitější prvek každého schématu, protože oteplení těchto dvou bodů bude nejdůležitější. To znamená, že žádné příčné odpory tam nejsou no a tím pádem teplo musí přestoupit jinam.



Obr. č. 21 Schéma kontaktu [1]

- 8) Tepelná síť končí oboustranně přívody. I když přívody nejsou součástí vlastního přístroje musíme jejich tepelný vliv respektovat jak při výpočtu oteplení, tak při oteplovacích zkouškách. Dovolené oteplení přívodů jsou nižší než oteplení proudovodné dráhy přístroje, a proto se významně podílí na jejím chlazení. Je to prvek, který mi zajišťuje, že schéma bude mít jednoznačné řešení. Přívod a vývod se vždycky realizuje tepelně dlouhou tyčí. Protože tepelně dlouhá tyč platí nejen pro dílce beze ztrát tak pro dílce se ztrátami.



Obr. č. 22 Schéma tepelně dlouhé tyče [1]

3. ŘEŠENÍ OTEPLENÍ ROZVADĚČE

UniGear ZS1 je kovově krytý rozváděč vysokého napětí vhodný pro vnitřní instalace. Jednotlivé prostory jsou navzájem odděleny kovovými přepážkami a živé části jsou izolovány vzduchem. Pro řešení jsem zvolila rozváděč UniGear ZS1 – systém s jednou přípojnici který je hlavním globálním rozváděčem firmy ABB, pro napětí 24 kV, jmenovitý proud 2500 A, zkratové proudy 31,5 kA. [9]

Jmenovité parametry a charakteristické vlastnosti rozváděče jsou zaručeny při následujících podmínkách pracovního prostředí: okolní teplota vzduchu: -5 °C do +40 °C, provozní nadmořská výška do 1000 m nad hladinou moře, normální, nekorozivní a neznečištěná atmosféra v místě instalace rozváděče, relativní vlhkost okolního vzduchu:

- Maximální relativní vlhkost za dobu 24 hodin nesmí překročit hodnotu 95 %
- Maximální tlak vodních par za dobu 24 hodin nesmí překročit hodnotu 2,2 kPa
- Maximální relativní vlhkost za dobu jednoho měsíce nesmí překročit hodnotu 90 %
- Maximální tlak vodních par za dobu jednoho měsíce nesmí překročit hodnotu 1,8 kPa

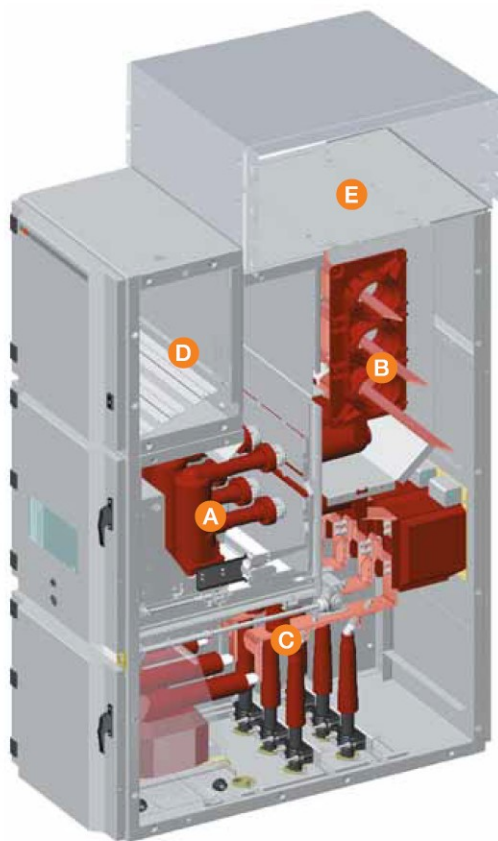
Podle typu použitých přepážek a uzavíracích clon pro oddělení prostorů s živými částmi a prostorů otevřených, patří rozváděč UniGear ZS1 do třídy PM (oddělení provedené z kovového materiálu). Třídy krytí rozváděče jsou IP4X pro zapouzdrnění/ opláštění a IP2X pro oddělení mezi prostory. [9]

3.1. Vybavení rozvaděče

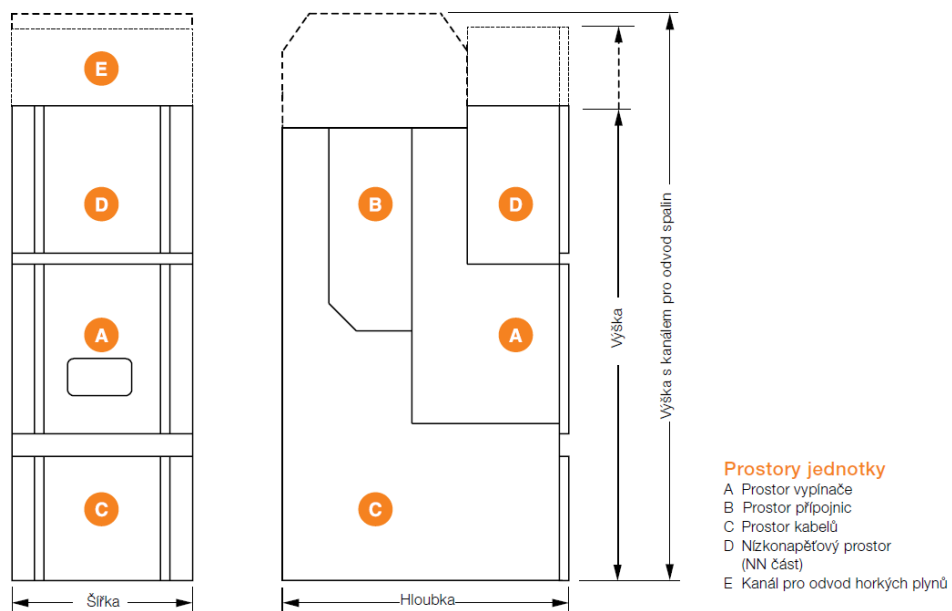
Každá jednotka rozváděče obsahuje tři silové prostory: Prostor vypínače [A], prostor přípojníc [B] a prostor kabelů [C]; viz, Obr. 13. Každá jednotka je vybavena nízkonapětovým prostorem [D] (NN částí), kde jsou umístěny pomocné přístroje a zařízení. Rozváděč odolný proti vnitřní obloukovým zkratům je vybaven odfukovým kanálem [E] určeným pro odvod spalín, které se vytvářejí při hoření elektrického oblouku. Prostory jsou navzájem odděleny kovovými přepážkami. [9]

Tab. č. 3 IEC elektrické charakteristiky UniGear ZS1 – systém s jednoduchou přípojnici

Jmenovité napětí	kV	24
Jmenovité izolační napětí	kV	24
Jmenovité krátkodobé výdržné střídav napětí	kV 1min	50
Jmenovité výdržné napětí při atmosférickém impulsu	kV	125
Jmenovitý kmitočet	Hz	50/60
Jmenovitý krátkodobý výdržný proud	kA 3 s	31.5
Jmenovitý dynamický proud	kA	80
Výdržný proud při vnitřní obloukovém zkratu	kA 1 s	31.5
Jmenovitý proud hlavní přípojnice	A	3,150
Jmenovitý proud vypínače	A	2,500



Obr. č. 17. Pohled na rozvaděč UniGear ZS1 [9]



Obr. č. 18. Rozměry rozvaděč UniGear ZS1 [9]

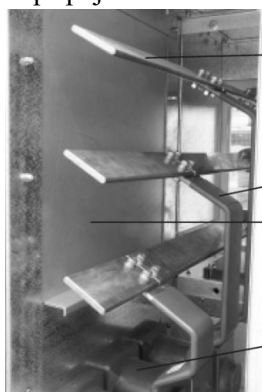
Tab. č. 4 rozměry skříně

Rozměry skříně	mm
Výška skříně	2325
Výška s kanálem pro odvod plynů	2733
Šířka skříně	1000
Hloubka skříně	1700
Výška základní části skříně BC	2200

3.1.1. Hlavní přípojnice

Prostor přípojníc obsahuje hlavní systém přípojníc, který je k horním izolačním kontaktům vypínače připojen prostřednictvím přípojnicových odboček. Hlavní přípojnice jsou vyrobeny z elektrolytické mědi. Pro jmenovité zatížení přípojníc až do 2500 A se používají ploché přípojnice, zatím co pro proudy mezi 3500 A a 4000 A je použit speciální typ přípojníc s „D“ profilem. Přípojnice jsou kryty izolačním materiálem. [9] Průchodky jsou rozdílné od průchodek pro 12/17,5 kV. Jsou jednofázové a mají uvnitř elektrodu, která musí být připojena na přípojnice. Přípojnice pro skříně 25kV jsou izolované smršťovacími hadicemi a připojovací místa jsou překryta izolačními kryty. Výrobce si usnadňuje práci v tom, že přípojnicový systém je stále stejný a vyhovuje všem typům jmenovitých proudů od 630 A do 3150 A. Dovolené oteplení je stanoveno 70 K. Stupeň krytí rozváděče je IP 2X při přirozeném chlazení. Volíme přípojnice rozměru 3x100x10mm.

2 vodič odbočky
3 přípojnice

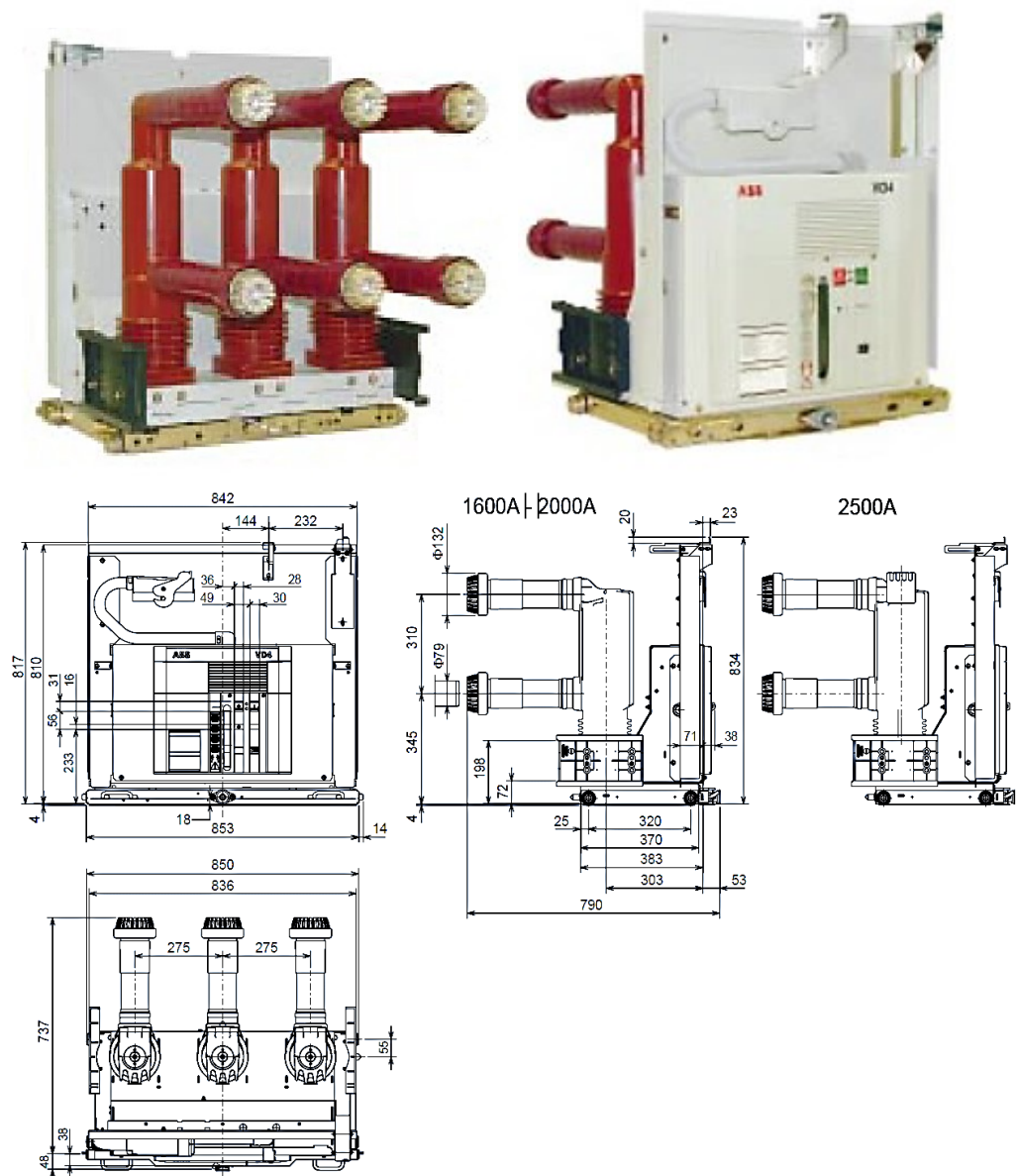


5 izolační komora
9 přepážka

Obr. č. 19. Pohled do oddílu přípojníc, znázorněno bez izolačních prvků [10]

3.1.2. Vypínač VD4

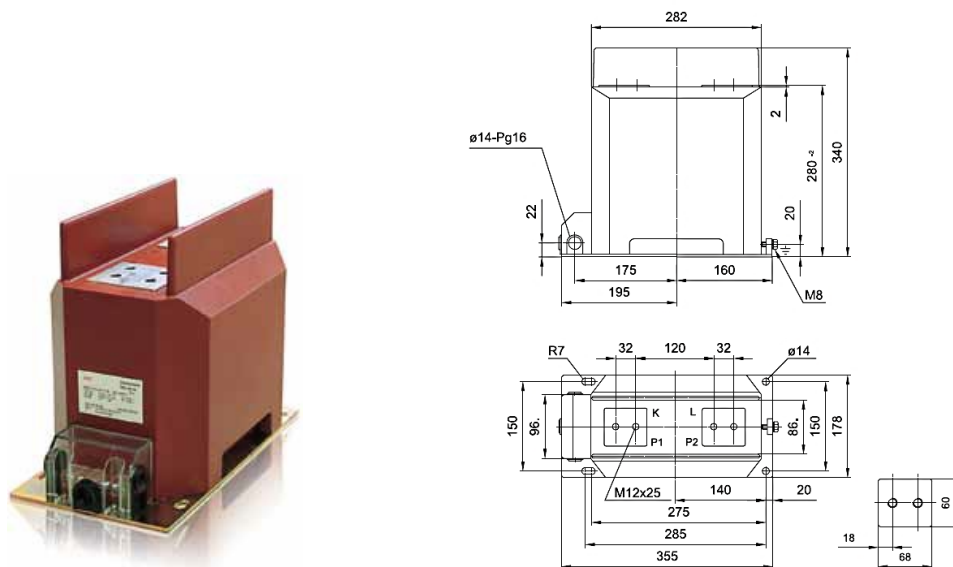
Vypínače VD4 se používají pro chránění kabelů, venkovních vedení, motorů, transformátorů, generátorů a kondenzátorových baterií. Vysokonapěťové vypínače VD4 používají vakuová zhášedla zabudovaná v pólech vypínače. Vakuum používají pro zhášení elektrického oblouku a současně i jako izolační médium. Po přerušení proudu dochází velmi rychle k opětovnému obnovení dielektrických vlastností vakua. Vakuové zhášedlo spolu se zabudovanými kontakty tvoří zhášecí komoru. [9]



Obr. č. 20. Vypínač VD4 [9] a schéma vypínače [10]

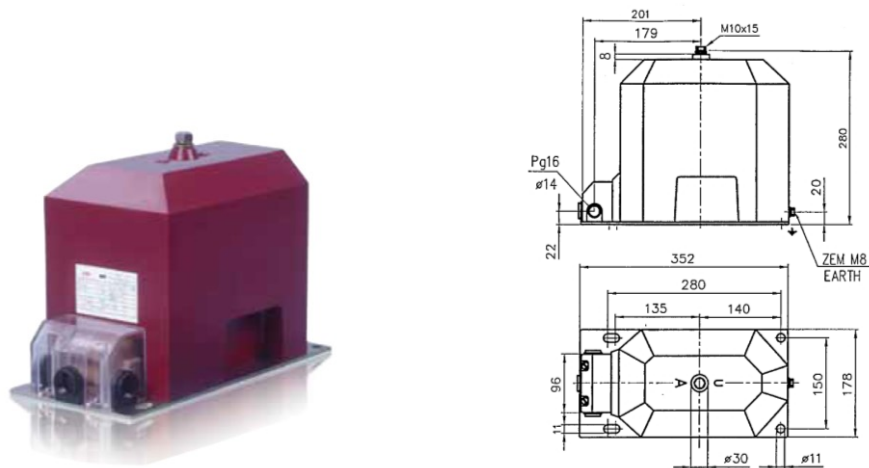
3.1.3. Přístrojové transformátory

Podpěrné transformátory proudu jsou izolovány v epoxidové pryskyřici a používají se jako zdroj energie pro měřicí zařízení a ochranné přístroje. Transformátory proudu jsou instalovány v prostorech přístrojů, jsou obvykle osazeny na straně zátěže a jsou určeny pro měření fázových proudů jednotky rozváděče. Transformátory je také možné instalovat na straně napájení prostorů přístrojů je také možné (přípojnicové aplikace). V těchto případech jsou transformátory proudu určeny pro měření proudů přípojníc, nebo pro realizaci určitých specifických logik ochrany. [9]



Obr. č. 21. Transformátor proudu TPU [9] a schéma [11]

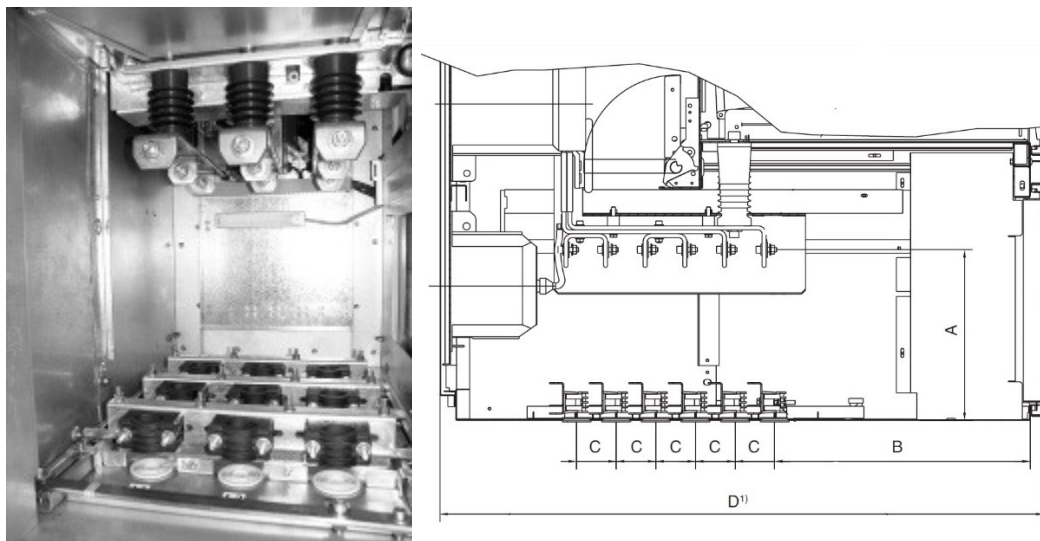
Transformátory napětí jsou izolovány v epoxidové pryskyřici a používají se jako zdroj energie pro měřicí zařízení a ochrany. Transformátory napětí jsou dodávány buď jako pevně instalovaná sestava, nebo jako sestava instalovaná na vyjímatelné a výsuvné podvozky. Pevně instalované transformátory napětí lze také namontovat přímo systém hlavních přípojníc do vyhrazeného prostoru. Tyto transformátory mohou mít jeden nebo dva póly a jsou k dispozici s výkony i třídami přesnosti, které vyhovují funkčním požadavkům přístrojů, ke kterým jsou připojeny. [9]



Obr. č. 22. Jedn pólový transformátor napětí TJC [9] a schéma [12]

3.1.4. Připojení kabelů

Prostor kabelů obsahuje systém rozbočení (plochých sběrnic), který je určen pro připojení silových kabelů k spodním kontaktům vypínače. Ploché sběrnice určené pro připojení kabelů vývodu jsou vyrobeny z elektrolytické mědi a pokrývají celý rozsah proudů. U rozváděče s napětím 17,5 kV a 24 kV jsou tyto odbočky kryty izolačním materiálem. [9]



Obr. č. 23. pohled do oddílu připojení kabelů a schéma [10]

Tab. č. 5 Rozměry připojení kabelů skříní rozváděče UniGear 25kV [10]

I_n	šířka	I_{th}	max. počet kabelů v jedné fázi	A	B	C	D
A	mm	kA		mm	mm	mm	mm
2500	1000	25	6	432	645	100	1700

3.1.5. Kanál pro odvod horkých plynů

Kanál pro odvod plynů je umístěn nad rozváděčem a probíhá po celé délce rozváděče. Každý silový prostor je v jeho horní části vybaven klapkou. Tlak vyvolaný poruchou tuto klapku otevře a umožní únik spalín do kanálu. Horké plyny i žhavé částice vyprodukované vnitřním obloukovým zkratem musí být obvykle odvedeny mimo místnost rozváděče. Rozváděč UniGear ZS1 je možné vybavit kompletní sestavou řešení, která splňuje všechny požadavky na odvod plynů. To platí pro případ, kdy se jedná o přímý odvod kanálem na konci rozváděče, nebo o případ, kdy je požadováno řešení s odvodem plynů v přední nebo v zadní části rozváděče. [9]

3.2. Tepelný výpočet

3.2.1. Chladicí schopnost skříně

Vzhledem k tomu, že skříně rozváděčů jsou postaveny v bloku přímo navazujícím na sebe předpokládáme, že teplo bude z rozváděče z velké části odváděno do okolí pouze přední, zadní a horní částí skříně. Ostatní plochy skříně můžeme z hlediska odvodu tepla zanedbat.

Chladicí plocha skříně je

$$S = 2 \cdot (2733 \cdot 1000) + (1000 \cdot 1700) = 7166000 \text{ mm}^2 = 7,166 \text{ m}^2$$

Pokud uvažujeme teplotu na povrchu skříně 40 °C, standardní teplotu okolí 20 °C, rozdíl teplot bude 20 K.

Výpočet chladicího výkonu pak bude

$$\Delta P = S \cdot \alpha_0 \cdot (T_1 - T_2) \Rightarrow 10 \cdot 7,166 \cdot (40 - 20) = 1433,2W$$

Pokud budeme předpokládat, že uvnitř rozvaděče bude výrobcem uváděna maximální teplota 70 °C a na povrchu rozvaděčové skříně 40 °C tak při výše uvedených rozměrech bude

$$\Delta P = S \cdot \alpha_0 \cdot (T_1 - T_2) \Rightarrow 7,166 \cdot 10 \cdot (70 - 40) = 2149,8W$$

3.2.2. Výpočet tepelného odporu

Vzduch mezi komponenty a povrchem rozvaděčové skříně vytváří náhradní tepelný odpor, kterým odvádíme teplo do okolí.

$$R_T = \frac{(l + l_1) \cdot l}{\lambda \cdot l_1 \cdot S}$$

Prostor hlavních přípojníc

V oddíle „B“ dle obr. 18 budeme počítat s odvodem tepla z hlavních přípojníc do zadního prostoru rozvaděče. Vzhledem k malé ploše horní prostor zanedbáme. Plocha zdroje tepla, přípojníc ve směru zadního pole rozvaděčové skříně.

$$S = \frac{500 \cdot 800}{2} + \frac{200 \cdot 854,4}{2} = 285440 \text{ mm}$$

Šířka skříně je 1000 mm, vzdálenost přípojníc od skříně je 294 mm.

$$R_T = \frac{(l + l_1) \cdot l}{\lambda \cdot l_1 \cdot S} \Rightarrow \frac{(0,294 + 1,176) \cdot 0,294}{0,0256 \cdot 1,176 \cdot 0,5795} = 24,77 \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{K}$$

Prostor vypínače

Plocha zdroje tepla vypínače ve směru přední strany rozvaděčové skříně je 0,68 m²
Plocha chladicí plochy skříně 1,039 m². Vzdálenost vypínače od skříně je 60 mm.

$$R_T = \frac{(l + l_1) \cdot l}{\lambda \cdot l_1 \cdot S} \Rightarrow \frac{(0,06 + 0,256) \cdot 0,06}{0,0256 \cdot 0,256 \cdot 1,04} = 2,784 \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{K}$$

Prostor kabelového oddílu

Tento oddíl „C“ rozdělíme do dvou částí. Zdroji tepla jsou zde přístrojové transformátory a prostor kabelů. Odvod tepla bude přední a zadní stranou rozvaděče.
Kabely budou odvádět teplo zadní stranou.

$$R_T = \frac{(l + l_1) \cdot l}{\lambda \cdot l_1 \cdot S} \Rightarrow \frac{(0,645 + 0,645) \cdot 0,645}{0,0256 \cdot 0,645 \cdot 0,864} = 58,323 \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{K}$$

Napěťové transformátory přední stranou rozvaděčové skříně.

$$R_T = \frac{(l + l_1) \cdot l}{\lambda \cdot l_1 \cdot S} \Rightarrow \frac{(0,14 + 0,86) \cdot 0,14}{0,0256 \cdot 0,86 \cdot 0,06} = 15,536 \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{K}$$

Proudové transformátory zadní stranou rozvaděčové skříně

$$R_T = \frac{(l + l_1) \cdot l}{\lambda \cdot l_1 \cdot S} \Rightarrow \frac{(0,02 + 0,109) \cdot 0,02}{0,0256 \cdot 0,109 \cdot 0,02} = 4,389 \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{K}$$

3.2.3. Výpočet oteplení

$$R_T = \frac{\Delta \vartheta}{\frac{1}{\lambda_e}} = \frac{\vartheta - 40}{\frac{1}{\lambda_e}} \Rightarrow \vartheta = \frac{R_T}{\lambda_e} + 40$$

Tab. č. 6 Výsledky výpočtů

	odvod tepla směr	plocha	vzdálenost od skříně	chladicí plocha skříně	měrná tepelná vodivost	tepelný odpor	poměrná část chladicí plochy skříně	oteplení
	-	[m ²]	[m]	[m ²]	[W · m ⁻¹ · K ⁻¹]	[m ² · W ⁻¹ · K]	[W]	[K]
přípojnice	zadní	0,285	1,176	0,58	0,0256	24,77	115,900	50,771
vypínač	zadní	0,68	0,06	1,04	0,0256	2,78	207,901	41,21
kabelový prostor	přední	0,216	0,645	0,864	0,0256	58,323	172,800	65,358
napěťový transformátor	zadní	0,303	0,14	0,409	0,0256	15,536	81,860	46,755
proudový transformátor	zadní	0,15	0,02	0,211	0,0256	4,389	42,130	41,908

4. MOŽNOSTI OPTIMALIZACE

Hlavní problém optimalizace spočívá ve způsobu chlazení a způsobu přestupu tepla ve vzduchu rozvaděčové skříně. Na začátku teplo jenom sálá, následně začne proudit, tyto meze, kdy jde ještě o sálání a kdy o proudění je velmi obtížné určit, a proto se vzduchu v uzavřeném prostoru přepočítává na vedení, při výpočtu se využívá výpočtu ekvivalentní tepelné vodivosti pomocí součinitele Brandlova a Grashofova čísla. Konstantu k je možno dle dlouholetých zkušeností použít z dané tabulky č.2. Pro přesnější výpočet by bylo však nutné získat konkrétní parametry skříně a vytvořit numerický a počítačový model dané rozvaděčové skříně. Hlavní problém, ale budou opět ekvivalentní vodivosti, náhradní součinitele přestupu tepla, které zatím neumíme jinak řešit. Možnosti řešení oteplení jsou tepelná síť, modelování a měření na zkušebně.

Jednou z další možnosti optimalizace je použít v rozvaděčové skříně místo transformátorů napětí a proudu čidla. Především u transformátoru proudu se dnes používají Rogowského cívky. Jejich výhodou je že není nutná jejich výměna, v případě změny parametrů rozvaděčové skříně. Je možné je zachovat a použít i pro nové parametry skříně. Jeden z důvodů je, že Rogowského cívka má lineární charakteristiku a její výkonová ztráta je úplně zanedbatelná. Z hlediska ztrátových poměrů použití Rogowského cívek na místo transformátorů napětí odporových nebo kapacitních děličů sníží výkonovou ztrátu vznikající v rozvaděči a tím zlepšíme jejich tepelné poměry.

5. ZÁVĚR

Tato diplomová práce je rozdělena do čtyř částí. Kapitola první popisuje teoretický rozbor tepelných ztrát, ve druhé části je řešen tepelný výpočet. Ve třetí kapitole je řešeno oteplení zvoleného rozváděče a čtvrtá část je určena optimalizaci.

Úkolem této diplomové práce je provést tepelnou optimalizaci pole VN rozváděče. Pro názorný výpočet je zvolen rozváděč firmy ABB a.s., typ UNIGEAR ZS1. Systém UNIGEAR je zcela univerzální systémem, který dovoluje nastavení rozváděče jednoznačně podle požadavků zákazníka a v podstatě vyhovuje všem proudovým podmínkám od 630 A do 3150 A a napětově pro všechny hladiny do 25kV. Pro výpočet této práce je konkrétně zvolen rozváděč s jednoduchou přípojnici na jmenovité napětí 24 kV a jmenovitý proud 2500 A. Výrobce prezentuje stupeň krytí P4X, dovolené oteplení uvnitř skříně na komponentech maximálně 70 °C a na povrchu skříně pak maximálně 40 °C. Vzhledem k tomu, že rozváděč je tvořen celou řadou polí, je v této práci počítáno s odvodem tepla přední, zadní a vrchní stěnou rozváděče. Prostup tepla do vedlejších skříní je tak zanedbán. Zároveň je počítáno s tím, že každá rozváděčová skříň se musí uchládit sama a nesmí se navzájem tepelně ovlivňovat.

Rozváděč je tvořen třemi silovými prostory a jedním nízkonapětovým prostorem. Nízkonapětový prostor je při našich výpočtech zanedbán. Silové prostory jsou rozděleny pro výpočet: prostor vypínače [A], prostor přípojníc [B] a prostor [C] je rozdělen na tři části prostor kabelů, napětového a proudového transformátoru.

V uzavřeném prostoru, v našem případě uvnitř rozváděče, teplo z přístrojů ze začátku jenom sálá a následně začne proudit, závisí na velikosti prostoru mezi zdrojem tepla a chladicí plochou. Určit přesnou vzdálenost, kdy teplo ještě sálá a kdy už proudí je velmi obtížné, je to otázka ekvivalentní tepelné vodivosti. V první řadě je spočítáno, kolik tepla se odvádí do okolí, kolik skříní uchladí. Dále je určena z celkové chladicí plochy skříně adekvátní část, která se plochou odvádí do okolí. Teplota okolí je dána 20 °C, teplota skříně na povrchu je dána dle katalogu výrobce maximálně 40 °C výpočtem je získán tepelný výkon. Dalším krokem je výpočet náhradního tepelného odporu. Z důvodu, že teplo se odvádí prouděním a sáláním je tento výpočet komplikovaný, proto byl převeden na výpočet vedení tepla. U každého prostoru je proveden výpočet, kolik tepla skříň je schopna odvést a jaká teplota je na komponentech. O kolik se musí zvednout teplota, aby teplo bylo odvedeno do okolí. Tím jsme získali mezní ztráty, které mohou v jednotlivých komponentech vznikat.

Byly provedeny výpočty tepelných odporů, ze kterých vyplývá, že v žádné části daného rozváděče, by nemělo dojít k překročení maximálního dovoleného oteplení stanoveného výrobcem 70 °C proti teplotě okolí 20°C. Výše uvedený rozváděč se za běžných provozních podmínek sám uchladí. Pokud ovšem celková ztráta přesáhne dovolenou je nutno situaci řešit snížením této ztráty, a to předimenzováním komponentů (přípojnice většího průřezu, použijeme vypínač na větší jmenovitý proud apod.). Pokud není již toto možné musíme přikročit k nucenému chlazení pomocí tlačného ventilátoru instalovaného ve spodní části rozváděče. Použitím tlačného ventilátoru odebíráme vytvořené teplo prouděním chladného vzduchu, ale zároveň zvyšujeme izolační vlastnosti skříně.

Ve veřejně přístupných zdrojích výrobce neuvádí výkonovou ztrátu komponentů, kterými je rozváděč vybaven. Díky tomu nebylo možné rozváděč přesně tepelně spočítat. Bylo by nutné získat hodnoty od výrobce. Pro přesnější výpočet by bylo třeba udělat numerický model skříně což je nad rámec zadání této práce.

6. SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] Havelka, O.: Stavba elektrických přístrojů I, VUT Brno 1985
- [2] Havelka, O. a spol.: Elektrické přístroje Praha, SNTL 1985
- [3] Vávra a kol.: Spínací přístroje a rozváděče vn, SNTL 1985
- [4] Artbauer: Tepelný výpočet elektrických přístrojov, SVŠT Bratislava 1963
- [5] Havelka, O., Svoboda, D., Vávra, Z.: Podklady a příklady pro navrhování elektrických přístrojů, 1985
- [6] Cigánek, L.: Elektrické přístroje spínací, ochranné a řídící, 1955
- [7] Hradílek, Z., Lázníčková, I., Král, V.: Elektrotepelná technika, ČVUT Praha 2011
- [8] Bul', B. K.: Elektrické přístroje, základy teorie, Nakladatelství technické literatury SNTL Praha 1977
- [9] UniGear ZS1, https://library.e.abb.com/public/0d7a8430a68945f4c1257de0004f8b19/Catalogue%20UG%20ZS1_RevF_2013_12_cz.pdf?filename=Catalogue%20UG%20ZS1_RevF_2013_12_cz.pdf